
Présentée devant l'Université de Nancy I
pour obtenir le Grade de Docteur ès Sciences Appliquées

Marc LEFORT

soutenue le 30 novembre 1973

1973

THESE

REORGANISATION D'UN ÉCOULEMENT
TURBULENT DÉVELOPPÉ DANS UNE CONDUITE
CIRCULAIRE RECTILIGNE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

JURY

M. le Professeur G. K. KIVILINEN

M. le Professeur J. GÖSS

M. le Professeur R. LUCAS

M. le Professeur M. MARTIN

1973

https://archive.org/details/IA41555419_0034

THESE

REORGANISATION D'UN ECOULEMENT TURBULENT DEVELOPPE DANS UNE CONDUITE CIRCULAIRE RECTILIGNE

Présentée devant l'Université de Nancy I
pour obtenir le Grade de Docteur ès Sciences Appliquées

PAR

Marc LEFORT

Ingénieur Civil des Mines
Chargé de Cours à l'ENSMIM

soutenue le 30 novembre 1973

JURY

M. le Professeur E.A EICHELBRENNER	Président
M. le Professeur J. GOSSE	} Examineurs
M. le Professeur M. LUCIUS	
M. le Professeur M. MARTIN	

1973

A ma famille,
A mes parents,
A ma femme,
A mes enfants.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'ENSMIM, laboratoire appartenant au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée de l'Institut National Polytechnique de Nancy.

Nous exprimons notre reconnaissance à Monsieur le Professeur E.A. EICHELBRENNER pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, pour les conseils qu'il nous a prodigués et pour nous avoir fait l'honneur de présider notre jury d'examen.

Nous sommes très reconnaissants à Monsieur le Professeur J. GOSSE de nous avoir fourni le sujet de cette étude et de nous avoir encouragés tout au long de celle-ci.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à Monsieur M. MARTIN, Maître de Conférence, pour les conseils constants et le soutien permanent qu'il nous a fourni pour l'élaboration et la mise en forme de cette étude.

Nous tenons à remercier Monsieur M. LUCIUS, Maître de Conférence, qui nous a fait l'honneur d'examiner notre travail et de participer à notre jury d'examen.

Nous n'aurons garde d'oublier dans nos remerciements le personnel technique du L.E.M.T.A., en particulier Monsieur MURGIA de l'ENSEM et Monsieur PURCARD de l'ENSMIM. Nous remercions également Mesdemoiselles DUMONT et BREGANT, Madame MILONET pour leur contribution à la réalisation matérielle de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

PREAMBULE

NOTATION

CHAPITRE I - INTRODUCTION

Transition

Caractère de la réorganisation

Conclusions.

CHAPITRE II

I - MONTAGE EXPERIMENTAL

I.1 - Conduite d'essai

I.2 - Support et montage antivibration

I.3 - Ventilateur et caisson

II - APPAREILLAGE DE MESURE

II.1 - Mesure de débit

II.2 - Mesure de vitesse

2.1 - Conditions théoriques du fonctionnement de l'anémomètre

2.2 - Etalonnage du fil chaud

2.3 - Fonctionnement du fil chaud

*2.4 - Corrections de fonctionnement dues aux variations de la
température ambiante*

2.5 - Mesure des fluctuations longitudinales de vitesse

2.6 - Influence de la paroi

II.3 - Processus de mesure

III - TEST DE MONTAGE

III.1 - Axisymétrie de l'écoulement

III.2 - Etablissement et nature de l'écoulement dans la conduite amont

2.1 - Etablissement du régime

2.2 - Nature du régime

III.3 - Influence du divergent

IV - RECHERCHE DES CRITERES PERMETTANT DE CARACTERISER L'ECOULEMENT

NOTE PRELIMINAIRE

IV.1 - Paramètres locaux

1.1 - Profils moyens

1.2 - Représentation analytique des profils moyens de vitesse

1.3 - Vitesse de frottement, coefficient de frottement, paramètres d'accélération.

IV.2 - Paramètres globaux

2.1 - Facteur de forme

2.2 - Coefficient d'énergie cinétique

CHAPITRE III

REORGANISATION ET CRITERES DE REORGANISATION

I - EVOLUTION DES PROFILS MOYENS

I.1 - Etude des profils de la composante longitudinale moyenne dans le temps de la vitesse

- I.2 - Longueur minimale d'établissement
- I.3 - Etude des profils de la composante radiale moyenne dans le temps de la vitesse
- I.4 - Paramètres locaux de l'écoulement
- I.5 - Coefficient d'énergie cinétique

II - NATURE DU REGIME D'ETABLISSEMENT

- II.1 - Variation de la turbulence dans la conduite à nombre de Reynolds fixé (1450).
- II.2 - Influence du nombre de Reynolds
- II.3 - Spectres d'énergie
- II.4 - Conclusions

CHAPITRE IV

REPRESENTATION PAR DES LOIS EMPIRIQUES DE L'EVOLUTION DES PARAMETRES

I - CORRELATIONS PORTANT SUR LA COMPOSANTE LONGITUDINALE MOYENNE DE LA VITESSE

II - CORRELATIONS PORTANT SUR LA COMPOSANTE RADIALE MOYENNE DE LA VITESSE

III - ETUDE DES PARAMETRES LOCAUX DE L'ECOULEMENT

- III.1 - La vitesse de frottement
- III.2 - Représentation de $U_p/\bar{U}$ ($0, \xi$) en fonction du nombre de Reynolds maximal
- III.3 - Variation du coefficient de frottement C_f
- III.4 - Variation du coefficient d'énergie cinétique α_p
- III.5 - Conclusion

CONCLUSIONS

Index bibliographique

Annexe.

PREAMBULE

Avant d'entreprendre la présentation de cette étude, il paraît nécessaire de définir le sens d'un certain nombre de termes qui seront utilisés.

Un écoulement de fluide réel est considéré comme permanent, si le vecteur vitesse, convenablement moyenné, reste constant en direction et en module en chaque point du domaine considéré. Convenablement moyenné signifie que la moyenne utilisée sera, suivant les cas, une moyenne temporelle, spatiale, spatio-temporelle ou stochastique.

Un écoulement de fluide réel est un écoulement turbulent si, dans les équations du mouvement, on est amené à utiliser une viscosité turbulente qui s'ajoute à la viscosité naturelle du fluide. Les composantes du tenseur de REYNOLDS ne peuvent pas être négligées dans le cadre de l'approximation de PRANDLT.

Si dans le cadre de cette approximation, les composantes du tenseur de REYNOLDS peuvent être négligées, l'écoulement sera considéré comme laminaire.

L'écoulement dans une conduite circulaire est établi s'il n'y a plus de changement de structure et en particulier s'il n'y a pas de modification de ses caractéristiques le long de l'écoulement.

L'écoulement dans une conduite circulaire sera développé lorsqu'il n'existe plus d'écoulement extérieur au sein de celui-ci. La notion de couche limite, qui traduit l'existence d'une variation de vitesse entre la paroi et l'écoulement extérieur perd alors son sens.

Le passage naturel d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent est un passage brutal (spot) qui est appelé transition. Si l'évolution d'un écoulement turbulent montre que les composantes du tenseur de Reynolds sont négligeables dans le cadre de l'approximation de PRANDTL, l'évolution conduit l'écoulement à une relaminarisation, sans pour cela préciser la façon dont cette évolution s'est produite. Si la relaminarisation n'est pas démontrée, nous parlerons de réorganisation de l'écoulement turbulent.

Si l'étude montre que l'intensité de turbulence a notablement décru, nous pourrions alors parler d'un écoulement où les forces dues à la viscosité propre du fluide l'emportent sur les forces dues à la viscosité turbulente. Par abus de langage et pour cette étude, nous parlerons alors d'écoulement visqueux.

Nous nous proposons de réaliser un écoulement turbulent permanent, pleinement développé et établi dans une conduite amont et de l'amener par un divergent dans une conduite aval de diamètre supérieur. Le nombre de Reynolds calculé par ce diamètre ne correspond plus à l'existence d'un écoulement turbulent. Nous observerons la réorganisation naturelle de l'écoulement du fluide vers un nouveau régime dont nous étudierons la nature.

L'évolution des paramètres caractéristiques de l'écoulement, paramètres caractéristiques et locaux, paramètres globaux, intensité longitudinale de turbulence, sera étudiée afin de savoir si le régime s'établit de façon stable et quelle en est la nature.

NOTATION

Nous ne donnons ici que les notations essentielles, les autres étant définies dans le texte.

$b(x,y,t)$	fonction intermittence
d_f	diamètre du fil de l'anémomètre
d	diamètre de la conduite amont, où s'établit un régime turbulent
e, e'	fluctuation de tension (volts), valeur efficace des fluctuations de tension
f	fréquence (H_z)
h	coefficient d'échange de la chaleur
k	nombre d'onde $k = \frac{2 \pi f}{\bar{U}}$
k_f, k'_f	coefficient correctif de la vitesse, au voisinage d'une paroi
ℓ	longueur de mélange de PRANDTL
ℓ_f	longueur du fil chaud
m	coefficient de $\sqrt{\bar{U}}$ dans la loi de KING
$p_i, \bar{p}, p$	pression statique instantannée, moyenne dans le temps, fluctuante
$\bar{q}$	énergie cinétique turbulente $\bar{q} = u^2 + u^2 + w^2$
r	coordonnée radiale $0 < r < R$
s	section droite du fil chaud
s_{tc}	sensibilité de l'anémomètre à température constante
u, v, w	fluctuations de vitesse suivant les axes cylindriques

u', v', w'	valeurs efficaces des fluctuations de vitesse
	$u' = \sqrt{\overline{u'^2}} \quad v' = \sqrt{\overline{v'^2}} \quad w' = \sqrt{\overline{w'^2}}$
x	coordonnée longitudinale
y	coordonnée radiale, comptée à partir de la paroi
A	coefficient de la loi de KING $V^2 = A + m \sqrt{\overline{U}}$
A_1	coefficient de la loi de fonctionnement de l'anémomètre sous la forme
	$Nu \left(\frac{T}{T_a} \right)^{-0,17} = A_1 + 0,56 Re_f^{0,45}$
B_1	coefficient de $(\overline{U})^{1/2}$ dans la loi de l'anémomètre
	$E^2 - E_o^2 = B_1 \sqrt{\overline{U}} + D_1 \quad (a)$
C_f	coefficient de frottement $C_f = \frac{\tau_p}{1/2 \rho \overline{U}^2_{\max}}$
C_f'	coefficient de frottement $C_f' = \frac{\tau_p}{1/2 \rho \langle \overline{U} \rangle^2}$
D	diamètre de la conduite aval
D_1	coefficient constant de la loi (a)
E, E_o	tension aux bornes du fil de l'anémomètre, tension aux bornes du fil de l'anémomètre à vitesse débitante de fluide nulle.
$F_u(k)$	densité monodimensionnelle normée d'énergie, relative à la fluctuation u
H	facteur de forme
$\chi(\eta, \xi)$	charge du fluide au point de coordonnées réduites η, ξ
K	paramètre d'accélération $K = \frac{v}{\overline{U}} \frac{2}{2_{\max}} \frac{dU}{dx} \max$
L	Longueur de la conduite aval
Q_v	débit volumique
R	rayon de la conduite aval

R_f	résistance du fil chaud à la température de fonctionnement
R_a	résistance du fil chaud à la température ambiante
U	vitesse
$\bar{U}$	composante longitudinale continue dans le temps de la vitesse pour la conduite aval.
$\bar{U}'$	composante longitudinale continue dans le temps de la vitesse pour la conduite amont.
$\langle \bar{U} \rangle$	vitesse débitante moyenne dans le temps et l'espace pour la conduite aval.
$\bar{U}_j$	rapport adimensionnel de $\bar{U}(\eta) / \bar{U}(0)$, pour ξ et Re fixés $\eta = \eta_j$
U_p	vitesse de frottement
$\vec{V}$	vecteur vitesse
$\bar{V}$	composante radiale continue dans le temps de la vitesse
$\bar{V}_I$	vitesse d'injection
$\alpha_T(\xi, Re)$	coefficient énergétique total
$\alpha_p(\xi, Re)$	coefficient énergétique total dû aux composantes continues de la vitesse
β_1, β_2	1er et 2ème coefficient de la loi parabolique de variation de la résistance d'un fil en fonction de la température
γ	taux d'intermittence
δ	épaisseur de la couche limite
δ_1	épaisseur de débit
δ_2	épaisseur de quantité de mouvement
ε	fonction de dissipation

ξ	abscisse réduite $\xi = \frac{x}{D}$ conduite aval
ξ_l	longueur d'établissement
η	coordonnée radiale réduite
η_f	position radiale du point d'isovitesse
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
λ	coefficient de conductibilité
λ_x	microéchelle de turbulence pour l'axe x
λ_t	coefficient de conductibilité turbulent
ρ	masse volumique
ρ_0	résistivité à 0°C
τ	frottement
τ_p	frottement pariétal
Λ_x	macroéchelle de turbulence
G_r	nombre de GRASSHOF
N_u	nombre de NUSSELT
Pe	nombre de PECLET
Pr	nombre de PRANDLT
Re, Re_c	nombre de REYNOLDS, nombre de REYNOLDS critique [*]
Re_f	nombre de REYNOLDS, calculé avec le diamètre du fil chaud
$Re_{max.}$	nombre de REYNOLDS calculé à partir de la vitesse maximale
S_t	nombre de STANTON

Le symbole $\bar{}$ signifie moyenne dans le temps, le symbole $\langle \rangle$ moyenne dans l'espace.

^{*} Voir complément sur le nombre de Reynolds.

COMPLEMENT SUR LE NOMBRE DE REYNOLDS

Le nombre de Reynolds est calculé grâce à la formule

$$R_e = \frac{|\vec{V}| L}{\nu}$$

où L est une grandeur caractéristique de l'écoulement. Dans le cas de l'étude de couche limite, cette grandeur est soit δ_2 épaisseur de déplacement de quantité de mouvement, soit la distance parcourue.

MICHEL propose d'utiliser systématiquement $R\delta_2$ mais dans le cadre de l'étude réalisée, l'écoulement étant pleinement développée, δ_2 perd de sa signification et le nombre de Reynolds utilisé sera calculé en utilisant comme longueur caractéristique soit le diamètre de la conduite, soit la distance parcourue depuis l'extrémité de celle-ci.

- CHAPITRE I -

INTRODUCTIONTRANSITION

Dès 1854, *HAGEN* signalait l'existence de deux régimes d'écoulement dans un tube, un régime laminaire et un régime turbulent. Depuis cette époque, le passage du régime laminaire au régime turbulent a été l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques.

O. REYNOLDS {1} , en 1883, a étudié le régime laminaire et le régime turbulent à l'aide de tubes de diamètres différents, tubes qui étaient alimentés par une cuve à eau. Des émissions de colorant permettaient alors de déterminer la nature du régime. *REYNOLDS* fut conduit à utiliser le groupement adimensionnel $Re = |\vec{V}| L / \nu$, qui porte maintenant son nom et qui permet de marquer le passage d'un régime à l'autre.

Depuis, d'autres physiciens *BARNES* {2} , *COKER* {3} , *EKMAN* {4} ont essayé de mieux définir le passage d'un régime à l'autre en introduisant le nombre de Reynolds critique ($Re_c = 2000$). Le nombre de Reynolds critique caractérise le seuil le plus bas pour lequel une transition a été observée. Cependant *EKMAN* a obtenu des régimes laminaires jusqu'au nombre de Reynolds de 50 000, *COMOLET* {5} jusqu'à 75 000, mais cet écoulement doit être considéré comme "méta-stable" puisqu'une petite perturbation, telle qu'un léger choc sur le tube, rend l'écoulement instantanément turbulent.

Pour une conduite lisse, on doit considérer que la transition commence pour des valeurs du nombre de Reynolds voisines de 1900.

Aujourd'hui, les résultats d'études tant expérimentales que théoriques se sont accumulés sur le phénomène de transition directe *TOLLMIE* {6}, *STUART* {7}, *GORTLER et VELTE* {8} ont rassemblé les études théoriques, alors que *MORKOVIN* {9} et *TANI* {10} ont présenté les résultats expérimentaux. Dans le cas d'une couche limite sur une plaque plane, il est possible, d'après *TANI*, de déterminer quatre phases lors de la transition directe. La première phase consiste dans l'amplification de petites perturbations, liées à l'existence d'un faible taux de turbulence ($5 \cdot 10^{-4}$). Ces perturbations se comportent rapidement comme les ondes de la théorie linéaire de stabilité. Initialement bidimensionnelles, elles deviennent tridimensionnelles. La deuxième phase met en jeu une amplification non linéaire des perturbations. Elle est marquée par un état à trois dimensions très caractérisé. On a noté non seulement une amplification plus forte en certaines positions transversales fixes par rapport à la paroi (pics et vallées), mais également une variation identique de la vitesse moyenne longitudinale locale. De part et d'autre des maxima d'amplification se forment alors deux tourbillons de sens opposés qui se rapprochent du maximum au fur et à mesure de la croissance des amplitudes vers l'aval. Il apparaît en outre un système tourbillonnaire, localisé près des minima. La troisième phase est marquée par la formation périodique d'une couche de cisaillement due à la forte amplification de l'onde tridimensionnelle. Cette couche est localisée transversalement par des pics et normalement au $4/10$ de l'épaisseur de couche limite. Simultanément, se produit une augmentation du mouvement tourbillonnaire dans cette zone. Des tourbillons naissent de cette couche, tourbillons qui amorcent la dernière phase. On constate également l'apparition d'un brusque déficit de vitesse, ayant l'apparence d'une pointe sur les anémogrammes de vitesse et qui se produit à chaque cycle de l'onde support et traduit l'apparition de la couche de cisaillement.

La dernière phase met en jeu le développement de la turbulence à partir des tourbillons créés par la couche de cisaillement. Ces tourbillons vont donner naissance à des tourbillons plus petits dont la croissance et la vitesse de déplacement, différente de celle de l'onde de base, vont masquer le phénomène initial. Dans le cas où la transition n'est pas expérimentalement contrôlée, il apparaît des taches (spots) qui naissent transversalement de façon plus ou moins aléatoire. Le concept de tache a été introduit par *EMMONS* {11} dans sa théorie statistique de la transition. Le spot trouve son origine dans une zone de couche limite encore laminaire. L'intermittence du processus de naissance se traduit par une probabilité d'existence des taches. L'effet essentiel de ces taches au sein de l'écoulement, dont certaines caractéristiques sont encore celles d'un écoulement laminaire, est de faire passer progressivement l'ensemble de l'écoulement en régime turbulent ; nous pouvons adopter une définition s'appuyant sur cette propriété :

Le spot est le domaine de fluide qui, à un instant donné, est, au cours de la transition directe, dans l'état caractéristique des écoulements turbulents. Il est alors nécessaire de s'intéresser à deux fonctions.

La fonction intermittence $b(x,y,t)$, définie au point $M(x,y)$ de l'écoulement et à l'instant t , vaut

- 1 si le régime est turbulent au point fixé et à l'instant donné.
- 0 si le régime est laminaire au point fixé et à l'instant donné.

La valeur moyenne γ de cette fonction permet de connaître la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement est turbulent. Si l'écoulement est stationnaire et ergodique, γ est la probabilité d'état turbulent. Si γ est nul, l'écoulement est laminaire, si γ vaut 1, l'écoulement est turbulent. Le phénomène de spot est parfaitement observable sur un anémogramme, ce qui constitue d'ailleurs une méthode de mesure de γ .

Ces quatre phases de la transition du régime d'écoulement sur une plaque plane se retrouvent dans un écoulement en conduite.

PATEL et HEAD [12] ont systématiquement étudié l'apparition et l'établissement du régime turbulent à partir d'un régime laminaire dans un écoulement permanent d'air, dans une conduite circulaire cylindrique. En se plaçant à une station de mesure fixée, suffisamment éloignée de l'entrée de la conduite pour que le régime y soit établi du point de vue hydrodynamique, ils ont fait varier le nombre de Reynolds et ont étudié son influence sur les profils de vitesse et le coefficient de frottement pariétal. Les conclusions de leur étude sont les suivantes : γ cesse d'être nul pour un nombre de Reynolds de 1900. Les profils de vitesse évoluent continuellement du profil laminaire parabolique au profil turbulent, "globalement" représenté par la loi en puissance ou par la loi logarithmique, (le profil turbulent classique étant atteint pour un nombre de Reynolds de 10.000). Une bonne représentation de cette transformation est fournie par l'étude de la courbe $\langle \bar{U} \rangle / \bar{U}(0, \xi)_\xi$ en fonction du nombre de Reynolds (figure 1).

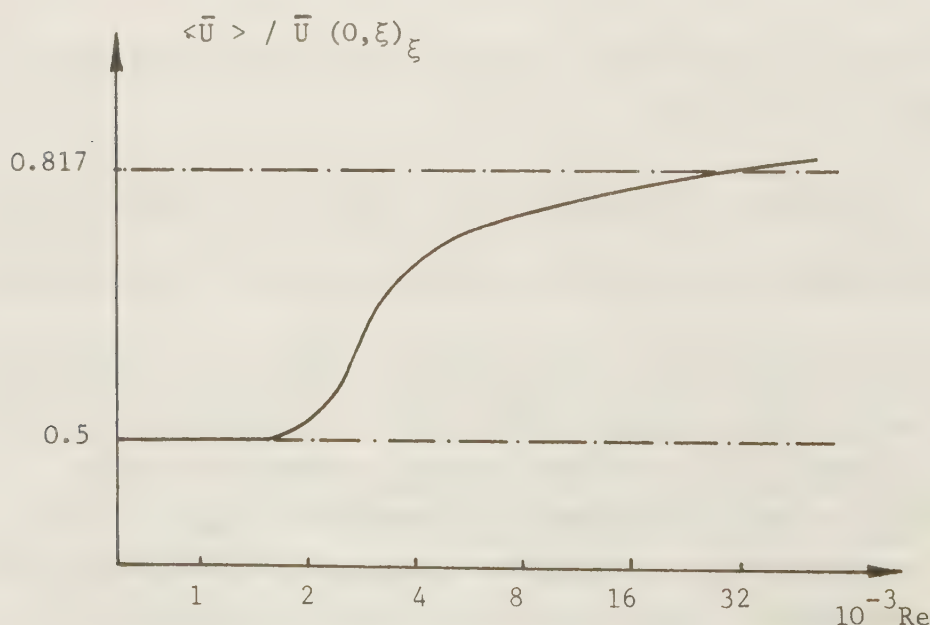


FIGURE 1

Le point d'inflexion de la courbe correspond d'après *PATEL* et *HEAD* à la valeur 1 de γ . D'autre part, en utilisant une définition particulière du coefficient de frottement pariétal

$$C_{f'} = \tau_p / \frac{1}{2} \rho \langle \bar{U} \rangle^2$$

ceux-ci montrent que

$$C_{f'} = 16 / Re$$

pour un nombre de Reynolds inférieur à 2000 et que $C'_{f'} = 0,079 Re^{-1/4}$ pour les nombres de Reynolds supérieurs à 3000.

CARACTERE DE LA REORGANISATION

La réorganisation d'un écoulement turbulent fait l'objet d'études en nombre réduit. Trois processus peuvent être mis en évidence dans l'analyse de la bibliographie.

La première méthode, de loin la plus largement utilisée, consiste à accélérer, en modifiant la section de passage du fluide suivant une loi donnée, un écoulement présentant un écoulement extérieur. Dans la phase d'accélération de l'écoulement extérieur, il apparaît une diminution importante du taux de turbulence dans la couche limite, mais dès que la vitesse redevient constante, la turbulence réapparaît.

La seconde méthode consiste à injecter dans un écoulement développé en conduite et faiblement turbulent, un fluide de même nature que celui de l'écoulement par l'intermédiaire d'une conduite dont la paroi est poreuse. Dans toute la zone d'injection, le niveau de la turbulence décroît, mais ce phénomène n'est que temporaire, disparaissant dès que l'injection est arrêtée.

Dans ces deux méthodes, il n'y a pas stabilité de régime, cette instabilité étant due au caractère artificiellement impulsif de la transformation.

La dernière méthode consiste à placer un écoulement turbulent développé dans des conditions de nombre de Reynolds incompatibles avec un écoulement établi stable qui présente les caractères d'un écoulement laminaire, du moins quant aux grandeurs moyennes dans le temps, tel que le profil longitudinal de vitesse.

Analysons plus précisément les deux premières méthodes, conduisant à des phénomènes instables.

SIERGENKO et GRETSCV {13} ont pris comme idée de départ de leur étude, l'observation faite par *STENBERG* {14} de l'existence d'une couche limite de caractéristique laminaire sur un corps de révolution placé dans une soufflerie supersonique. Ils ont étudiés la modification de la couche

limite sous l'influence d'une grande accélération de l'écoulement, donc sous l'influence d'un fort gradient négatif de pression. Ils placent dans un tube cylindrique circulaire, de 76 mm de diamètre, une tuyère axisymétrique dont le diamètre au col est de 36 mm. Le nombre de Mach à la sortie de celle-ci est de 2,6. Pour une pression dans le réservoir aval de 0,3 kg/cm², la vitesse croît de 45 m/s à l'entrée du convergent à 360 m/s à la sortie du divergent. La couche limite est étudiée en deux sections, l'une à l'entrée du convergent, l'autre à la sortie du convergent. Dans la première section, la couche limite est turbulente, dans la seconde elle est laminaire (*figure 2*).

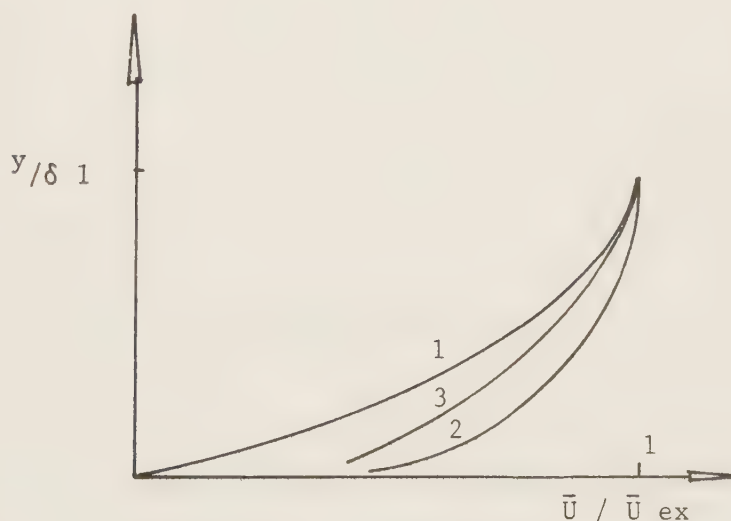


FIGURE 2

La courbe 1 représente le profil de vitesse laminaire à la sortie du divergent, pour une pression aval de 0,3 kg/cm². La courbe 2 représente un profil de vitesse turbulent pour la même pression finale, profil globalement représenté par une loi en puissance

$$\frac{y}{\delta} = \left(\frac{\bar{U}}{\bar{U}_{ex}} \right)^n$$

et la courbe 3 montre le profil de vitesse à la sortie du divergent, lorsque la pression finale est de 1 kg/cm².

Dans le cas de la pression finale de 0,3 kg/cm², le gradient de la vitesse moyenne vaut 2720 s⁻¹ et une couche limite laminaire est obtenue. Ces résultats montrent qu'il existe une transition inverse sur les profils de couche limite, transition qui se produit dans la partie subsonique de l'écoulement, au voisinage du col de la tuyère, là où le gradient de la vitesse moyenne atteint une valeur de 3730 s⁻¹. *SENOO* {15} et *LAUNDER* {16} remarquent que ce phénomène se produit également dans les tuyères d'injection du premier étage d'une turbine ainsi qu'aux extrémités des aubes des étages basse pression.

MORETTI et KAYS {17} ont réalisé une étude dans un canal bidimensionnel dont ils pouvaient faire varier le gradient de pression, donc de vitesse, grâce à une paroi déformable. Le but poursuivi était l'étude des variations des échanges thermiques, en particulier la recherche d'une corrélation existant entre le nombre de Stanton (Margoulis) et les nombres de Prandtl et de Reynolds. Ils se sont aperçus qu'en réalisant de grandes accélérations de l'écoulement, la vitesse moyenne étant multipliée entre 5 et 12 fois, le taux de transfert de chaleur n'était que le tiers du taux prévu (*figure 3*).

MORETTI et KAYS définissent un paramètre d'accélération K pour caractériser l'évolution de la vitesse extérieure, calculé grâce à la vitesse extérieure à la couche limite de l'écoulement par :

$$K = \frac{v}{U_{ex}^2} \frac{d\bar{U}}{dx}$$

U_{ex} étant la vitesse à l'extérieur de la couche limite, x la distance longitudinale.

Pour les valeurs de K supérieures à 3.10^{-6} , les taux d'échange de chaleur sont trois fois plus faibles que les taux prévus, ce qui suggère l'existence d'une couche limite semblable à une couche limite laminaire et ceci est renforcé par la constatation de l'existence d'une transition à la fin de la zone d'accélération.

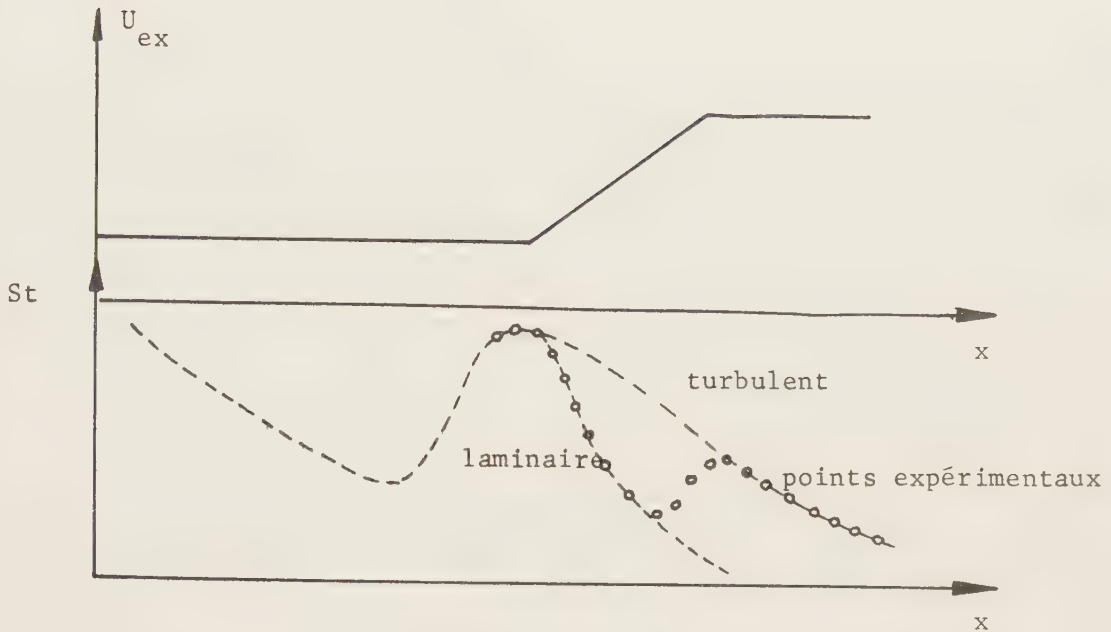


FIGURE 3

C'est un problème de même nature que celui d'une plaque plane à bord d'attaque en biseau, placée dans le sillage turbulent d'une autre plaque, la production de turbulence étant éliminée par l'aspiration de fluide après le point de transition, sur la première plaque.

En prenant une valeur de K supérieure à $K_c = 3 \cdot 10^{-6}$, la réorganisation est observée de façon nette. Pour $K < K_c$, la réorganisation existe encore mais est beaucoup plus lente. Dans ce cas, les auteurs avancent l'hypothèse que la création de turbulence est partiellement réduite, ce qui permet d'atteindre un état permanent de faible intensité de turbulence après une certaine longueur de parcours de l'écoulement. Une visualisation a été réalisée par *SCHRAUB* {18} dans un canal hydraulique convergent. Le nombre de gros tourbillons créés à la paroi décroît lorsque K augmente et ce nombre devient nul lorsque K atteint une valeur comprise entre 3 et $4 \cdot 10^{-6}$.

Ces travaux expérimentaux ont été repris par *JONES et LAUNDER* {19} qui ont donné une méthode de calcul permettant de prévoir le cas d'un écoulement bidimensionnel. Ils utilisent un modèle de turbulence à deux équations, l'une rendant compte de la variation d'énergie cinétique turbulente, l'autre de dissipation d'énergie. Les deux équations aux dérivées

partielles, de type parabolique, sont résolues en utilisant une méthode dérivée de la méthode aux différences finies de *PATANKAR et SPALDING* {20}. Les résultats des calculs montrent que si K est supérieur à $3,2 \cdot 10^{-6}$, il n'existe plus aucune solution turbulente. Cela signifie qu'en prenant comme valeur initiale du calcul, un profil turbulent, la turbulence décroît et le profil moyen tend à se confondre avec un profil laminaire. Pour $K = 3 \cdot 10^{-6}$, la couche limite turbulente tend vers une apparence de couche limite laminaire, mais le taux de décroissance est très lent et la longueur du montage expérimental de *MORETTI et KAYS* est trop faible pour donner une confirmation expérimentale à ce résultat théorique.

Les résultats numériques sur le nombre de Stanton sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux de *MORETTI et KAYS* (figure 4 et figure 5).

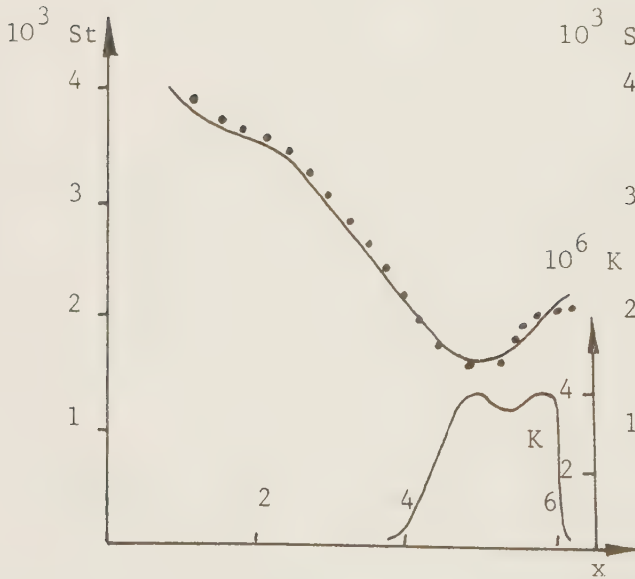


FIGURE 4

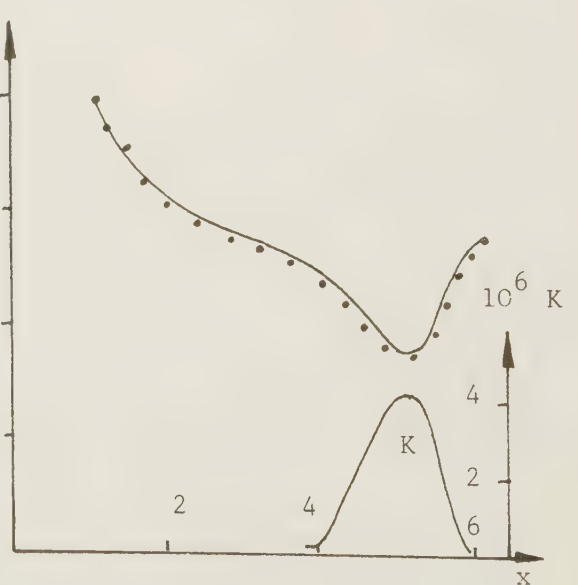


FIGURE 5

— calcul
• points expérimentaux

BLACKWELDER et KOVASZNAY {21}, ont étudié le comportement d'une couche limite turbulente durant la réorganisation*. Le montage est analogue à celui de MORETTI et KAYS, mais il est destiné à étudier le rôle des gros tourbillons durant la réorganisation en soumettant la couche limite turbulente à un fort gradient de pression. Les mesures effectuées sur le profil de vitesse moyen montrent que la "loi de paroi" cesse d'être vérifiée dans la région où le gradient de pression est le plus important. Les mesures effectuées sur les trois composantes fluctuantes de la vitesse et sur les composantes du tenseur des efforts de Reynolds, indiquent que leurs grandeurs restent constantes sur les lignes moyennes de courant, sauf au voisinage de la paroi. Cependant, leurs grandeurs relatives (rapportées à la vitesse moyenne), décroissent ainsi que plusieurs autres expérimentateurs l'on signalé. Cela conduit BLACKWELDER et KOVASZNAY à penser que le phénomène de réorganisation, caractérisé par la diminution du rapport de la valeur efficace de la fluctuation de la vitesse à la vitesse moyenne dans le temps, est plus créé par l'augmentation de la vitesse moyenne que par la diminution de la turbulence.

PATEL et HEAD {22} ont réalisé des expériences dans un canal cylindrique, comportant sur son axe un corps de révolution dont le sommet peut se déplacer par rapport à l'entrée du canal (figure 6).

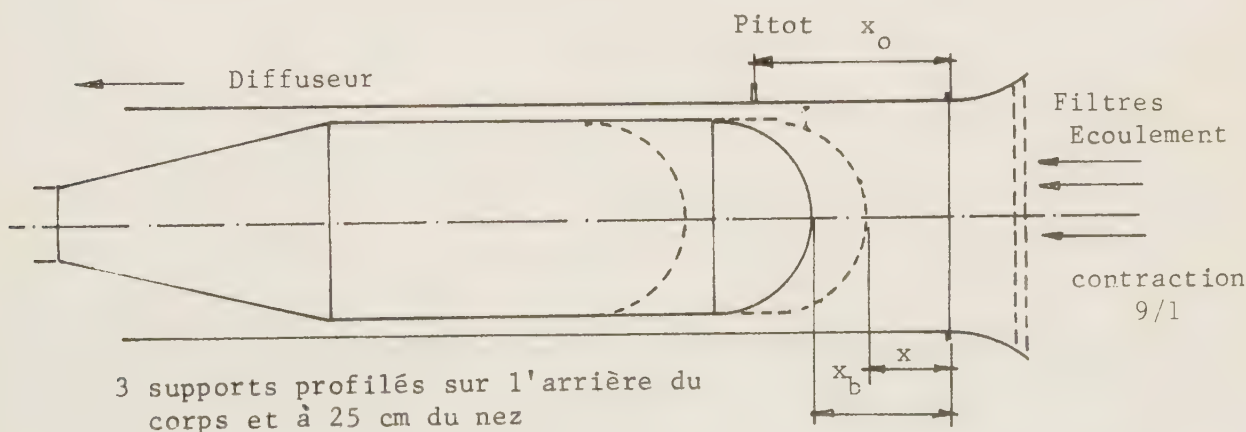


FIGURE 6

Pendant les expériences, le corps mobile s'est déplacé dans l'intervalle :

$$- 17,2 \text{ cm} < x_0 - x_b < 21,1 \text{ cm}$$

* Il est à signaler que BLACKWELDER et KOVASZNAY, tout en discutant le bien fondé du mot relaminarisation, l'utilisent cependant.

x_b étant la distance entre la fin du convergent initial et le sommet de l'obstacle. Les mesures ont été effectuées en utilisant un tube de Pitot aplati. Les auteurs ont étudié systématiquement les profils de vitesse obtenus en les comparant avec la loi logarithmique de paroi. Ils sont arrivés à la conclusion que dès que la courbe de profil de vitesse au voisinage de la paroi, se trouvait au-dessus de la courbe théorique (*figure 7*), l'équilibre entre la dissipation et la production de turbulence était détruit au profit de la dissipation.

En accord avec les résultats de *TOWNSEND* [23], le frottement τ peut être représenté par $\tau = \tau_p + \chi y$ où χ , gradient de la contrainte de cisaillement, dépend du gradient de pression et de l'accélération locale. *PATEL et HEAD* définissent deux paramètres $\Delta\tau$ et Δp tels que :

$$\Delta\tau = \nu\chi / \rho U_p^3$$

$$\Delta p = \nu / \rho U_p^3 \cdot \frac{dp}{dx}$$

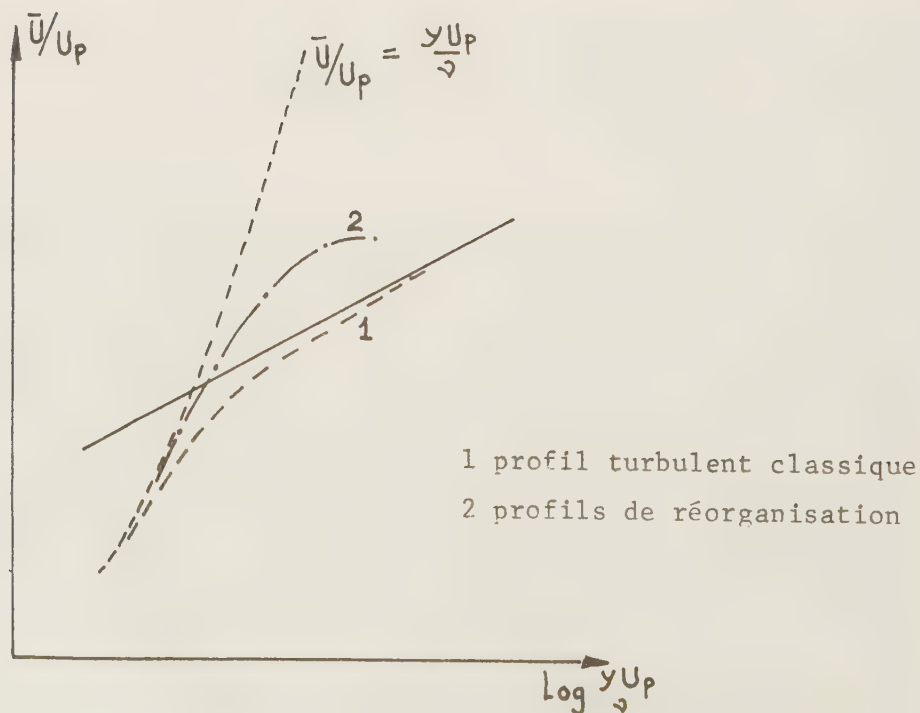


FIGURE 7

Le début de la réorganisation se produit lorsque $\Delta\tau < -0,009$. Il existe une relation entre Δp et $\Delta\tau$

$$\Delta p = 2 \Delta\tau = -\frac{4}{Re} \left(\frac{2}{C_{f'}}$$

Des travaux antérieurs (PATEL {24}, PATEL et HEAD {12} ont montré que

$$C_{f'} = -0,079 Re^{-1/4}$$

et ils obtiennent :

$$\Delta p = 2 \Delta\tau = -20,1 (Re)^{-7/8}$$

La seconde méthode de réorganisation a été publiée récemment. PENNEL, ECKERT, SPARROW {25} ont étudié le phénomène par injection pariétale. Dans un écoulement turbulent établi, et développé à faible nombre de Reynolds, ils injectent le même fluide que celui de l'écoulement, à travers la paroi poreuse de la conduite. Les mesures sont effectuées par anémométrie à fil chaud. Le nombre de Reynolds de l'écoulement varie de 3090 à 6350, le nombre de Reynolds de l'injection, Re_I , calculé à partir de la vitesse d'injection, variant de 60 à 160. Les deux nombres de Reynolds sont liés par la relation :

$$Re = Re_o + 4\xi Re_I$$

$$\text{AVEC } Re = \frac{\bar{U}(\xi) D}{\nu} \quad Re_o = \frac{\bar{U}(0) D}{\nu} \quad Re_I = \frac{\bar{V}_I D}{\nu}$$

$\bar{V}_I$ étant la vitesse d'injection. Au voisinage de la paroi, une réduction importante du niveau de turbulence est observée, ainsi qu'un accroissement de l'épaisseur de la couche limite visqueuse. La vitesse de décroissance de l'intensité de turbulence semble être fonction du rapport du nombre de Reynolds de l'injection et du nombre de Reynolds initial.

Au centre, on observe également une réduction du niveau de turbulence mais cette réduction est liée à l'augmentation de la vitesse, elle-même liée à l'augmentation du débit masse. Entre la paroi et le centre, il existe une région annulaire où la turbulence croît et, à la fin de la zone d'injection, l'écoulement entier est turbulent, la zone annulaire de turbulence croissante ayant envahi la conduite.

La troisième méthode a été étudiée par *SILBUKIN* {26} et *LAUFER* {27}. Un écoulement turbulent établi est créé dans une conduite dite "conduite amont". Cet écoulement pénètre, soit par un élargissement brusque, soit par un divergent, dans une conduite aval. Le nombre de Reynolds calculé dans cette conduite ne correspond plus à celui d'un écoulement turbulent. Les deux auteurs ont alors étudié le comportement de l'écoulement dans cette conduite aval.

Pour *SILBUKIN* le rapport du diamètre de la conduite aval au diamètre de la conduite amont vaut 4,5 et la plage de variation du nombre de Reynolds aval est dans l'intervalle 600 - 2400. *SILBUKIN* a étudié différentes formes de diffuseurs, entre l'élargissement brusque et un divergent de 3° d'angle, sans constater de différences sensibles dans le comportement du fluide le long de la conduite.

LAUFER a utilisé un divergent de 1° d'angle, le rapport des diamètres valant 2,5 et le nombre de Reynolds étant fixé à 1380. La longueur utilisable dans la conduite aval est de 120 D ($\xi = 120$) et celle utilisable par *SILBUKIN* est de 100 D.

Les deux auteurs constatent, sur les profils de la composante longitudinale continue de la vitesse, un retour à un régime caractérisé principalement par la viscosité naturelle. La réorganisation, fonction de la variable réduite ξ , est facilitée aux faibles nombres de Reynolds.

La décroissance de l'intensité longitudinale de turbulence, au centre de l'écoulement est importante, mais comme la valeur efficace des fluctuations longitudinales de vitesse décroît également, cela montre qu'il y a une décroissance réelle de la turbulence et non une diminution de l'intensité de celle-ci par augmentation de la vitesse longitudinale moyenne dans le temps. En appelant distance radiale réduite $\eta = r/R$, ces auteurs montrent, soit par l'étude du rapport $u'(\eta, \xi) / u'(0, \xi)$ (figure 8) soit par l'étude du rapport $\text{Log } u'^2(\eta, \xi) / u'^2(0, 20)$ (LAUFER) (figure 9) en fonction de ξ pour différentes valeurs de η que la décroissance de la turbulence n'est pas identique dans toute la section. La décroissance est rapide au voisinage de la paroi et au centre de la conduite. Il existe un noyau de décroissance lente pour η compris entre 0,4 et 0,6. Dans la représentation de LAUFER (figure 9) la variation du logarithme du rapport d'énergie turbulente est linéaire pour $\eta = 0$ et 0,80 correspondant aux zones de décroissance rapide et non linéaire au centre de la zone de décroissance lente.

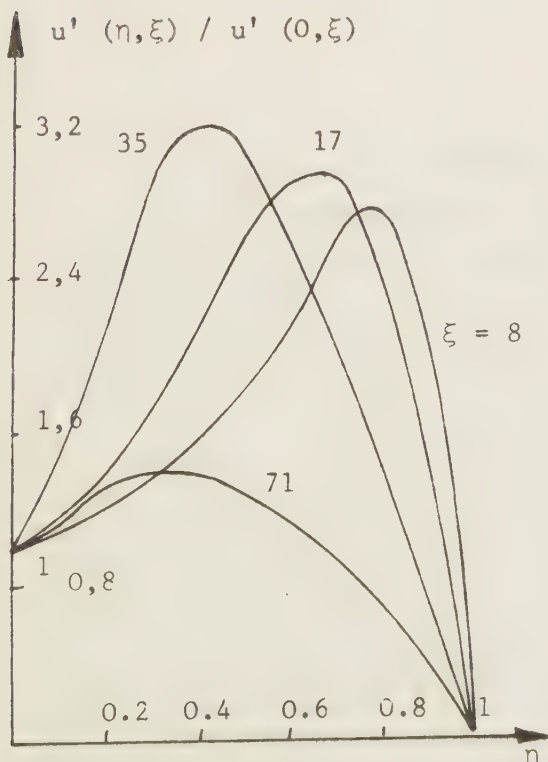


FIGURE 8

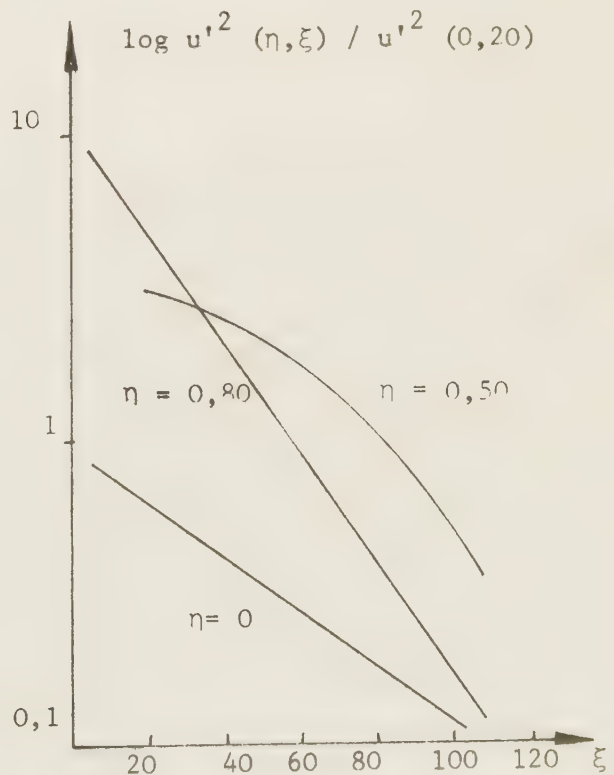


FIGURE 9

Les deux auteurs ont étudié la variation du spectre monodimensionnel d'énergie de la fluctuation longitudinale de la vitesse au centre de la conduite et ont montré que ces spectres étaient semblables entre eux lorsque ξ varie, du moins lorsque le logarithme du rapport F_u / Λ_x est représenté en fonction du logarithme du produit $k \Lambda_x$, F_u étant la densité monodimensionnelle normée de l'énergie, Λ_x la macro-échelle de turbulence, k le nombre d'onde relatif à la composante longitudinale moyenne dans le temps de la vitesse. Ce résultat est plutôt surprenant dans la mesure où même dans le cas d'une simple turbulence isotrope derrière une grille, une similitude complète ne peut être observée.

CONCLUSIONS

Les deux premières méthodes d'obtention d'une réorganisation sont séduisantes car les expérimentateurs sont maîtres de la cause du déclenchement du phénomène, que ce soit l'accélération du fluide ou l'injection pariétale de fluide. Par contre, le phénomène étudié n'est pas stable, la réorganisation n'étant que temporaire.

Dans la dernière méthode, dans les deux cas analysés, il y a effectivement réorganisation car l'intensité de turbulence décroît dans l'ensemble des sections dans le sens de l'écoulement et les profils de vitesse moyenne tendent vers un profil visqueux. Malheureusement, les deux auteurs ne proposent pas un critère de réorganisation susceptible de rendre compte de ce phénomène, tout en notant que, plus le nombre de Reynolds est faible, plus la zone de réorganisation est courte, mais n'indique pas l'influence exacte de ce nombre adimensionnel.

Nous nous proposons, dans l'étude exposée, de réaliser une expérimentation analogue à celles de *SILBUKIN* et *LAUFER* de définir l'influence du nombre de Reynolds, de définir la nature de l'écoulement dans la conduite aval et de rechercher quel est le meilleur critère pour caractériser le phénomène de la réorganisation.

- CHAPITRE II -

- I MONTAGE EXPERIMENTAL
- II APPAREILLAGE DE MESURE
- III TEST DE MONTAGE
- IV CRITERES DE REORGANISATION

*I - MONTAGE EXPERIMENTAL**I-1 - CONDUITE D'ESSAI*

Le montage expérimental a une longueur totale de 9,15 m et se compose de trois parties :

- une première conduite cylindrique circulaire, de diamètre $d = 3$ cm et de 200 cm de longueur, qui sera maintenant appelée, dans toute la suite de l'exposé, conduite amont.
- un divergent conique de 115 cm de longueur, passant de l'amont vers l'aval d'un diamètre de 3 cm à un diamètre de 6,6 cm.
- une conduite cylindrique circulaire de diamètre $D = 6,6$ cm et de 600 cm de longueur, appelée conduite aval.

La conduite amont est destinée à l'établissement du régime turbulent, régime initial de l'expérimentation. Le rapport ℓ/d vaut 66,7. Un cylindre intérieur, concentrique à la conduite, de diamètre légèrement inférieur, de longueur 15 cm et de rugosité variable, peut être placé immédiatement après le convergent-divergent, afin de permettre un développement plus rapide de la couche limite turbulente, donc de favoriser l'établissement du régime turbulent développé.

Le divergent d'angle au sommet $1^{\circ}38'$ est usiné en cinq parties rendues solidaires par écrous et boulons. Cette faible ouverture permet d'éviter les décollements de la couche limite.

La conduite aval est le siège du phénomène de réorganisation de l'écoulement. Le rapport L/D total est égal à 91, mais la longueur maximale utilisée dans l'expérimentation pour le déplacement de la section mobile de mesure, n'est que de $76,2^D$ afin d'éviter, dans des positions plus aval, d'être influencé par l'extrémité de la conduite. Les conduites amont et aval sont réalisées en tronçons de 50 centimètres de longueur : les tronçons sont en cuivre, polis intérieurement, vernis extérieurement afin d'en éviter l'oxydation. Chaque tronçon est terminé par deux flasques, présentant des épaulements male et femelle qui permettent le centrage et éliminent les fuites.

Deux flasques consécutifs sont maintenus jointifs par trois pinces métalliques, facilitant ainsi le montage et l'insertion rapide de la section mobile de mesure. Les flasques sont collées à l'araldite sur le tube de cuivre ; le collage a été préféré à la soudure qui pouvait entraîner des déformations thermiques permanentes.

Les deux tronçons de mesure mobile, que par abus de langage nous appellerons section mobile de mesure, ont été conçus pour pouvoir être intercalés entre les tronçons constituant la conduite et comportent pour cela des épaulements males et femelles. Le système d'attache est le même que pour les tronçons. Les sections mobiles peuvent donc être déplacées et intercalées dans les conduites faisant ainsi varier la position longitudinale des mesures effectuées. En désaccouplant les tronçons et la section mobile, afin d'éviter le grippage possible des pièces métalliques, la rotation autour de l'axe de la conduite est possible.

I-2 - SUPPORT ET MONTAGE ANTIVIBRATION

Ainsi que le signale *COANTIC* {28}, une grande stabilité mécanique doit être assurée afin de n'avoir ni torsion hélicoïdale, ni flexion de la conduite, sous peine d'obtenir des dissymétries d'écoulement. Bien que les flasques assurent un positionnement correct, le jeu d'usinage (0,01 mm) autorise une déviation maximale de l'axe de 7', déviation possible que nous avons éliminée par le montage suivant. Les flasques reposent par deux points de leur circonférence sur un profil en C, placé horizontalement, qui n'autorise qu'un jeu en flexion. Pour pallier celle-ci, ce profilé est fixé sur la semelle supérieure d'un profilé IPN dont l'axe longitudinal est parallèle à l'axe de la conduite. La charge supportée par l'IPN est faible, la flexion de la poutre composée, reposant en neuf points d'une structure tubulaire en treillis, est négligeable. Les flasques ne reposant que sur deux génératrices, ayant 1 cm de longueur, glissent facilement sur le profilé en C et la réunion de deux tronçons ou d'un tronçon et de la section mobile se fait très aisément, les épaulements s'emboitant exactement.

Ce type de montage présente en outre l'avantage de restreindre les échanges thermiques entre la conduite et le support du fait des faibles surfaces en contact.

Les vibrations mécaniques transmises par le sol ont été éliminées en ne mettant jamais en contact avec le sol, les pièces métalliques constitutives du support : elles sont isolées par des plaques de caoutchouc dur, les boulons d'assemblage eux mêmes traversant les éléments par des trous de diamètre supérieur et étant serrés avec des rondelles de caoutchouc.

1-5 - VENTILATEUR ET CAISSON

Le ventilateur est de type centrifuge, travaillant en aspiration. La hauteur manométrique à débit nul est de 14 mm CE, le moteur de type universel, a une vitesse de rotation de 2400 t/min. sous 220 volts.

Le ventilateur est alimenté par l'intermédiaire d'un stabilisateur de tension, destiné à atténuer les fluctuations éventuelles de la tension du réseau et par un autotransformateur en série, qui permet une variation de la vitesse de rotation par variation de la tension d'alimentation.

Un registre, placé au refoulement du ventilateur, permet de régler le débit de façon progressive et continue.

Le ventilateur est montée sur un caisson en bois pourvu de chicanes et dont les parois sont garnies intérieurement de polyéthylène expansé. Cela permet d'éliminer une partie des vibrations mécaniques et d'éviter la remontée de vibrations acoustiques.

Le raccordement du caisson à la conduite d'expérimentation est, dans le souci d'éliminer les vibrations mécaniques, réalisé de la façon suivante : un tronçon de diamètre D, de même axe que la conduite, est fixé au caisson. Sur ce tube, ainsi que sur le dernier tronçon de la conduite, dépourvu de flasques, sont collés trois bandes de caoutchouc mousse, sur lesquelles peut glisser un tube de plexiglass. Ce tube de diamètre 8 cm, peut coulisser pour assurer les mouvements de glissement nécessaires au déplacement de la section mobile. Il assure en outre la continuité de l'écoulement et l'étanchéité est renforcée par deux épaisseurs de polyéthylène fixées sur les circonférences des tubes par des bracelets de caoutchouc.

L'alignement du système a été réalisé par une méthode mécanique puis par simplotage optique, avec une mire mobile parcourant l'intérieur de la conduite. A cet occasion la flexion, dans le plan vertical, a été effectivement trouvée négligeable, inférieure à 1/100 de mm.

II - APPAREILLAGE DE MESURE

Les mesures réalisées sont de deux types, la mesure du débit, les mesures de vitesse.

II-1 - MESURE DE DEBIT

La conduite amont est précédée d'un convergent divergent de 28 cm de longueur, le rapport de contraction étant égal à 6,25. Le débit est évalué par l'intermédiaire de la mesure de la pression statique au col du convergent-divergent d'entrée. Trois prises de pression statique, placées à 120° les unes des autres, sont établies dans la section droite. Ces prises, interconnectées, sont reliées à un micromanomètre différentiel de type BETZ, qui permet en principe, de connaître la pression au 1/100 de mm CE, mais qui assure en pratique une précision de 1/50. Une abaque permet de connaître alors le nombre de Reynolds de la conduite d'expérimentation en fonction de la mesure sur le micromanomètre et de régler le ventilateur soit par le registre de refoulement, soit par la tension d'alimentation pour maintenir la pression statique constante, donc le nombre de Reynolds choisi.

Le col du convergent-divergent a un diamètre de 1,2 cm. En prenant comme vitesse moyenne de référence, la vitesse en ce point (le profil de vitesse y est supposé plat), les vitesses moyennes dans la conduite amont et dans la conduite aval sont

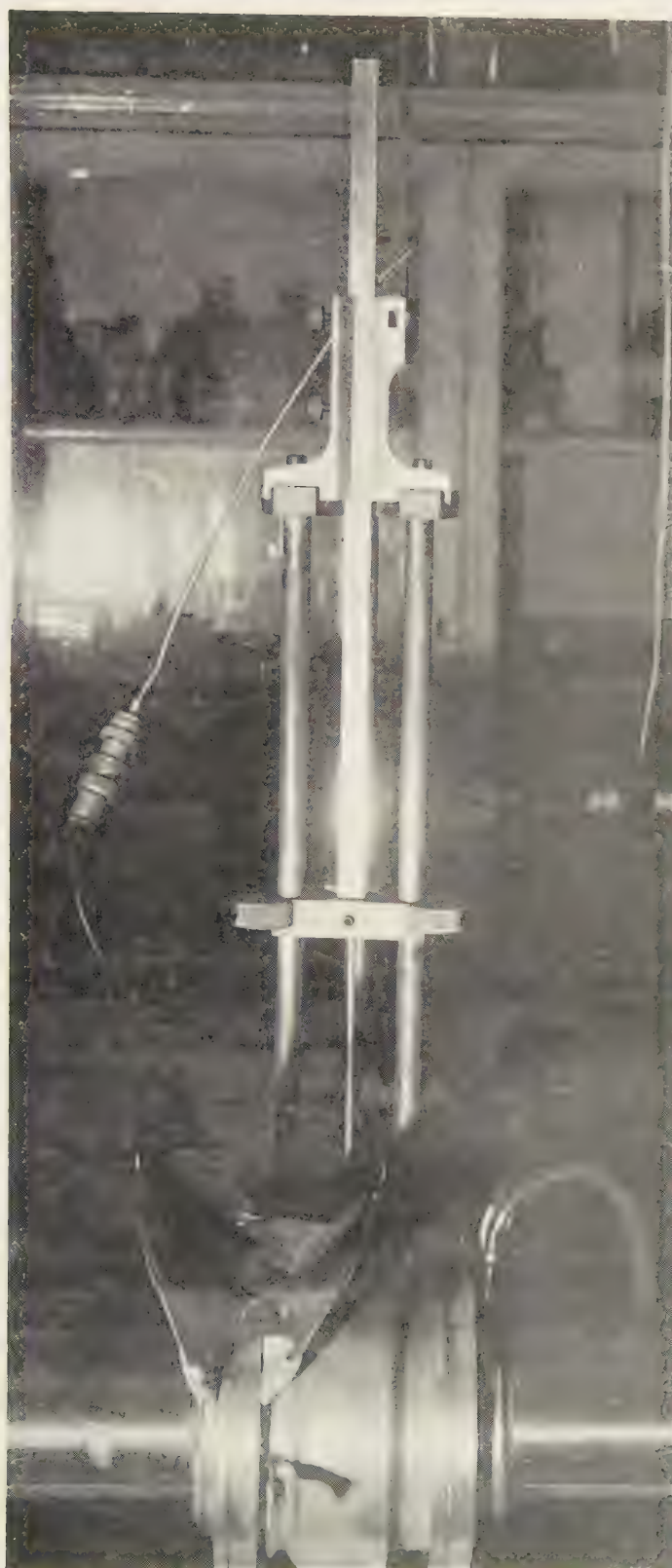
0,16 et 0,033 fois la vitesse de référence. Les nombres de Reynolds dans la conduite amont et dans la conduite aval sont dans le rapport 1/2,2. Par exemple, pour un nombre de Reynolds de 1500 dans la conduite de diamètre D, où la vitesse moyenne débitante est 0,34 m/s, le nombre de Reynolds est de 3300 et la vitesse de 1,65 m/s dans la conduite de diamètre d, la vitesse au col étant alors de 10,30 m/s. Le nombre de Reynolds maximal a été fixé à 1900, afin de rester dans la plage de nombre de Reynolds pour lequel l'écoulement est encore laminaire. La valeur inférieure a été fixée à 1200 du fait de l'instabilité du ventilateur pour les faibles vitesses.

II-2 - MESURES DE VITESSE

Les mesures de vitesse au sein de l'écoulement sont réalisées grâce à une chaîne anémométrique à fil chaud DISA, du type à température constante 55 A01 augmenté d'un conditionneur de signal 55 D26, d'un voltmètre digital 55 D31 et d'un voltmètre efficace 55 D35. Cette chaîne est complétée par un analyseur de fréquence DAWE type 1461A et un oscillographe cathodique TECQUIPMENT D52. Les précisions respectives sont de 1 mV pour les tensions continues et $0,5 \text{ mV}$ pour les tensions efficaces, dans les plages de mesure utilisées. Les deux voltmètres ont des constantes de temps d'intégration allant jusqu'à 100 s. La bande passante de l'analyseur de fréquence est 10 % de la fréquence analysée.

Les éléments sensibles des sondes sont réalisés par des fils de tungstène platiné de 5μ de diamètre et de 1 mm de long.





Chaque sonde d'anémométrie est montée sur un support de 3 mm de diamètre qui est fixé sur un porte-sonde (photos 1 et 2), qui permet le repérage du fil chaud à 1/100 de mm. Deux porte-sondes ont été réalisées et ceux-ci sont fixés sur ces deux tronçons mobiles, l'un adapté à la conduite amont, l'autre à la conduite aval. Les mouvements autorisés par le montage sont une rotation autour de l'axe de l'ensemble et un mouvement radial de la sonde.

Dans la conduite amont, la sonde est une sonde droite, introduite de l'extérieur. Dans la conduite aval, la sonde est coudée à 90°, les deux broches porte-fils sont parallèles à l'axe de la conduite ; cette sonde est introduite par l'intérieur de la section, son diamètre le permettant. La sonde et son support sont isolés électriquement, le raccord de fixation du porte-sonde au tronçon mobile étant en matière plastique isolante et la sonde coulissant dans un fourreau isolant en téflon.

II-2.1 - Conditions théoriques de fonctionnement de l'anémomètre

KRAMERS {29} donne une relation empirique traduisant correctement le fonctionnement de l'anémomètre sous la forme

$$Nu = 0,42 Pr^{0,2} + 0,57 Pr^{0,33} Re_f^{0,5}$$

Re_f étant le nombre de Reynolds calculé avec le diamètre du fil. et f indique que, pour un écart de température de 100°C entre le fluide et le fil, cette loi est valable pour

$$4 < U < 4.10^6 \text{ cm/s.}$$

Les effets de convection libre et de radiation sont liés au groupement $Gr \cdot Pr$ et VAN DER HEGGE ZIJNEN {30} montre que leurs effets peuvent être négligeables si

$$\begin{aligned} Re_f &> 0,5 \\ Gr \cdot Pr &< 10^{-4} \end{aligned}$$

Pour l'air et pour un fil de 5μ , Gr.Pr est de l'ordre de 10^{-6} , donc, bien en dessous de la valeur limite, mais la condition $Re_f > 0,5$ entraîne une valeur limite inférieure de la vitesse égale à 150 cm/s. D'autre part, la formule empirique de *KRAMERS* suppose l'existence d'un fil long afin que les échanges thermiques avec les supports soient négligeables. Ce fil long est caractérisé par l'inégalité due à *GOSSE* {31}

$$l_f \geq 5 \sqrt{\frac{\lambda s}{H \rho_f}}$$

λ étant la conductivité thermique d'un volume élémentaire du fil, s sa section, p_f le périmètre de la section droite, H étant lié au coefficient de passage de chaleur h , à la résistivité du fil ρ_0 , au coefficient de variation linéaire de la résistivité β en fonction de la température par la formule

$$H = h - \rho_0 \beta \frac{I^2}{s \rho_f}$$

I étant l'intensité du courant traversant le fil. L'utilisation de cette formule conduit à des fils relativement longs. *COMTE - BELLOT* {32} propose de considérer que le fil est suffisamment long lorsque le rapport de la longueur du fil à son diamètre vaut 400, ce qui impose un fil de 2 mm de longueur pour un diamètre de 5μ . Les fils utilisés n'ayant que 1 mm, cette condition n'est pas remplie. Devant l'ensemble des conditions théoriques non satisfaites, il est préférable, ainsi que *COMTE - BELLOT* le conseille, de faire l'étalonnage de chaque fil systématiquement, avant chaque manipulation, dans des conditions identiques ou du moins aussi proches que possible des conditions d'emplois.

II-2.2 - Etalonnage du fil chaud

La méthode utilisée est celle décrite par *ALMQUIST* et *LEGATH* {33} , *LEFORT* {34}

Un écoulement de Poiseuille est réalisé dans un tube rectiligne horizontal de 200 cm de longueur et de 0,4 cm de diamètre. Ce tube, ainsi que le réservoir amont où arrive l'air provenant d'un compresseur, sont thermostatés par circulation d'eau. La sonde est placée à 0,1 mm de l'extrémité aval du tube, le fil étant horizontal. La distance du fil de l'extrémité du tube est très importante ; une variation de position de 1 mm est suffisante pour que la diminution de vitesse soit sensible, entraînant aux basses vitesses (inférieure à 1 m/s) une erreur de 20 %. La vitesse maximale dans le tube est donnée par la formule de *POISEUILLE* en écrivant :

$$\bar{U}_{\max} = \frac{D^2}{16 L} \frac{\Delta P}{\mu_0 \sqrt{T/T_0}}$$

Cette formule est valable dans ce cas, car la longueur d'établissement du régime dans le tube est négligeable ainsi que l'énergie cinétique nécessaire à la mise en vitesse du fluide. D'autre part, le fil chaud, ayant une longueur de 1 mm n'est pas dans un écoulement uniforme dont la vitesse moyenne est $U_{\max}$, mais dans un écoulement dont la vitesse moyenne est les 31/32 de la vitesse maximale. La vitesse mesurée par l'élément sensible est alors

$$\bar{U} = \frac{31}{32} \frac{D^2}{16 L} \frac{\Delta P}{\mu_0 \sqrt{T/T_0}}$$

Cette méthode d'étalonnage est précise et demeure valable pour de très basses vitesses puisque le régime de convection mixte du fil est atteint. Pour un coefficient de surchauffe de 1,88, défini par *BARRATAUD* {35} comme donnant la

meilleure sensibilité au fil chaud, le régime mixte mesuré s'étend de 0 à 16 cm/s. Sur la courbe d'étalonnage réduite $E^2, \sqrt{\bar{U}}$, le régime mixte est caractérisé par la partie non linéaire de la courbe, jusqu'à 16 cm/s, ce qui conduit à penser que le régime de convection forcée est obtenu beaucoup plus tôt, dans les conditions définies plus haut, que la condition de *VAN DER HEGGE ZIJNEN* ne le laissait prévoir.

II-2.3 - Fonctionnement du fil chaud

Le fonctionnement du fil chaud, au-dessus d'une vitesse de 16 cm/s pour le fluide en mouvement, est alors bien rendu par la relation de *KING* :

$$E^2 = A + m \sqrt{\bar{U}}$$

Les coefficients A et m étant définis grâce aux calculs de *GOSSE* {31} sous les formes :

$$A = R_a \frac{1 + \beta_1 T_f + \beta_2 T_f^2}{1 + \beta_1 T_a + \beta_2 T_a^2} \times 2\pi\lambda \ell_f (T_f - T_a) \frac{2}{\log \frac{2\ell_f}{d_f}}$$

$$m = R_a \frac{1 + \beta_1 T_f + \beta_2 T_f^2}{1 + \beta_1 T_a + \beta_2 T_a^2} \times 2\pi\lambda \ell_f (T_f - T_a) \times 0,52 Pr^{1/3} \left(\frac{\rho d_f}{\mu} \right)^{1/2}$$

avec, pour les fils utilisés, de diamètre 5μ , en tungstène platiné,

$$\beta_1 = 3,715 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

$$\beta_2 = 2,329 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$$

Cette loi représente exclusivement le fonctionnement en régime forcé. Il est habituel de l'écrire sous la forme (figure 3)

$$E^2 - E_o^2 = B_1 \sqrt{U} + D_1$$

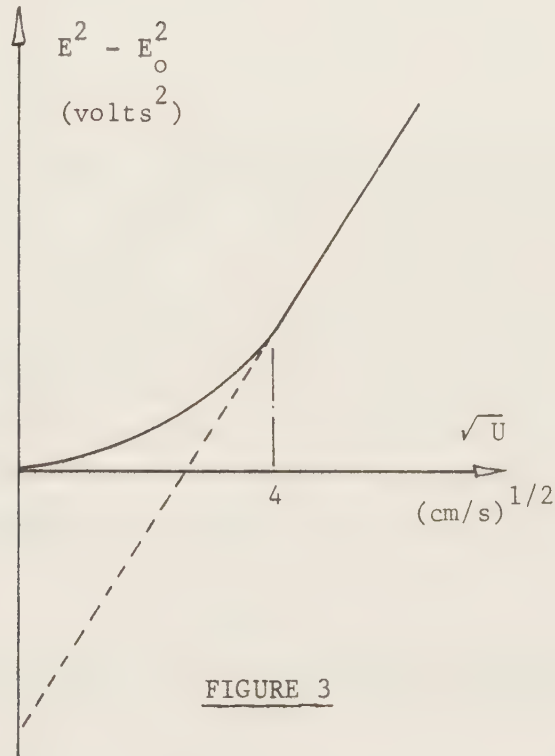


FIGURE 3

E_o étant la tension aux bornes du fil chaud lorsqu'il n'y a pas d'écoulement extérieur autour de celui-ci. Notons que dans le cas de vitesse élevée, exprimée en m/s, le coefficient D_1 perd de son importance et que cette relation s'écrit en le négligeant :

$$E^2 = E_o^2 + B_1 \sqrt{U}$$

Les valeurs de l'étalonnage Δp et E sont dépouillées par ordinateur et le programme fournit comme résultats les couples voltage, vitesse, ainsi que, par analyse statistique la valeur des coefficients B_1 et D_1 .

Il a été constaté, au cours des manipulations, qu'après un certain temps de fonctionnement, les indications de l'étalonnage restent stables : cela provient de l'encrassement du fil par une couche de poussière plus ou moins carbonisée. Le fonctionnement est alors éloigné du fonctionnement théorique, mais cela est compensé par la reproductibilité des résultats.

II-2.4 - Correction de fonctionnement due aux variations de la température ambiante

Lorsqu'une même sonde est étalonnée à deux températures ambiantes différentes, tous les autres paramètres physiques étant constants, il apparaît que la tension indiquée par l'anémomètre, à vitesse débitante de fluide nulle, soit E_0 , varie et le fonctionnement est rendu par :

$$\begin{aligned} E_1^2 &= A_{(T_{a_1})} + m_{(T_{a_1})} \sqrt{U} & A_{T_{a_1}} &= E_{0_{T_{a_1}}}^2 + D_1 \\ E_2^2 &= A_{(T_{a_2})} + m_{(T_{a_2})} \sqrt{U} & A_{T_{a_2}} &= E_{0_{T_{a_2}}}^2 + D_1 \end{aligned}$$

Pour une vitesse de fluide supérieure à 16 cm/s. Le calcul montre que :

$$\frac{d A}{A} = \frac{d m}{m} = - d T_a \left(\frac{\beta_1 + 2 \beta_2 T_a}{1 + \beta_1 T_a + \beta_2 T_a^2} + \frac{1}{T_p - T_a} \right)$$

Cette relation permet de corriger avec une bonne approximation, une courbe d'étalonnage réalisée à la température ambiante T_{a_1} pour travailler à une température T_{a_2} ,

dans la mesure où la différence des deux températures n'excède pas 2°C. Des étalonnages, réalisés systématiquement à diverses températures ambiantes ont permis de vérifier la validité de la correction. Pour un ΔT_a de 2° C, à une vitesse de 50 cm/s, l'erreur commise après correction est de 3 mm/s au lieu de 8 cm/s sans correction.

Réciproquement, la variation de E_o permet de connaître l'écart ΔT_a entre la température ambiante, pendant le fonctionnement, et la température ambiante lors de l'étalonnage. Ces calculs montrent un bon accord (inférieur à 1/10°C) avec les résultats obtenus à l'aide d'un thermocouple. COMTE-BELLOT {32} indique que la précision de cette méthode peut être accrue en baissant le coefficient de surchauffe, le maximum de sensibilité à la température n'étant pas obtenu pour la même valeur du coefficient que le maximum de sensibilité à la vitesse.

II-2.5 - Mesure des fluctuations longitudinales de vitesse

La sensibilité s_{Tc} de l'anémomètre est égale à :

$$s_{Tc} = \frac{dE}{dU} = \frac{B_1^2}{4E(E^2 - E_o^2 - D_1)}$$

en utilisant l'équation de fonctionnement :

$$E^2 - E_o^2 = D_1 + B_1 \sqrt{U}$$

Les valeurs efficaces des fluctuations de tension sont liées, en première approximation aux valeurs efficaces des fluctuations longitudinales de vitesse u' par la relation

$$e' = s_{Tc} u'$$

Le taux de turbulence $\frac{u'}{\bar{u}}$ est alors obtenu en écrivant

$$\frac{u'}{\bar{u}} = \frac{e'}{s_{Tc} \bar{u}} \times \frac{4E}{E^2 - E_o^2 - D_1}$$

II-2.6 - Influence de la paroi

Le fil placé parallèlement à la paroi, subit un refroidissement dû à la présence de la paroi qui modifie le sillage thermique du fil, la modification étant d'autant plus importante que la paroi est proche et plus thermiquement conductrice. Après avoir étudié le problème théorique, *PIERCY*, *RICHARDSON*, *WINNY* {36} ont réalisé un montage expérimental pour étudier ce phénomène. Un fil chaud est monté dans un manège tournant à vitesse donnée à l'intérieur d'un cylindre fixe en laiton. La position du fil peut être déterminée avec une grande précision grâce à un mouvement micrométrique. Les auteurs ont pu alors déterminer expérimentalement le fonctionnement thermique du fil, très près de la paroi et dans un mouvement connu par ailleurs. La vitesse est comprise entre 5 et 50 cm/s. La loi d'échange du fil devient :

$$Nu = Nu (Pr, Re, y/d_f)$$

y étant la distance du fil à la paroi conductrice. Le seul paramètre que les auteurs font intervenir est le nombre de Péclet ($Pe = Pr \cdot Re$). Lorsque la vitesse croît, l'action de l'échange est plus tardive, mais plus brutale, car le sillage est moins large. Les résultats obtenus sont représentés sur la *figure 4*. Les courbes en traits pleins représentent les résultats expérimentaux, les courbes en tirets, les résultats théoriques. Les résultats de ces

FIG. 4

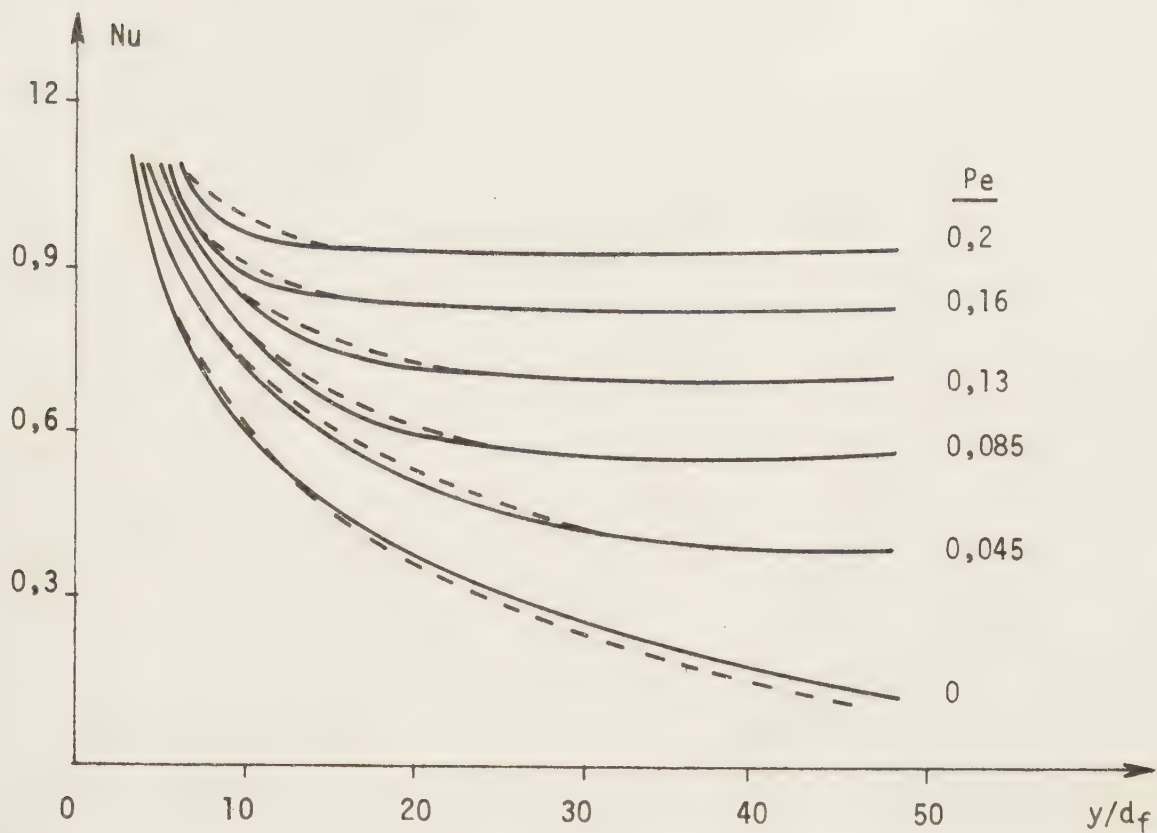


FIG. 6

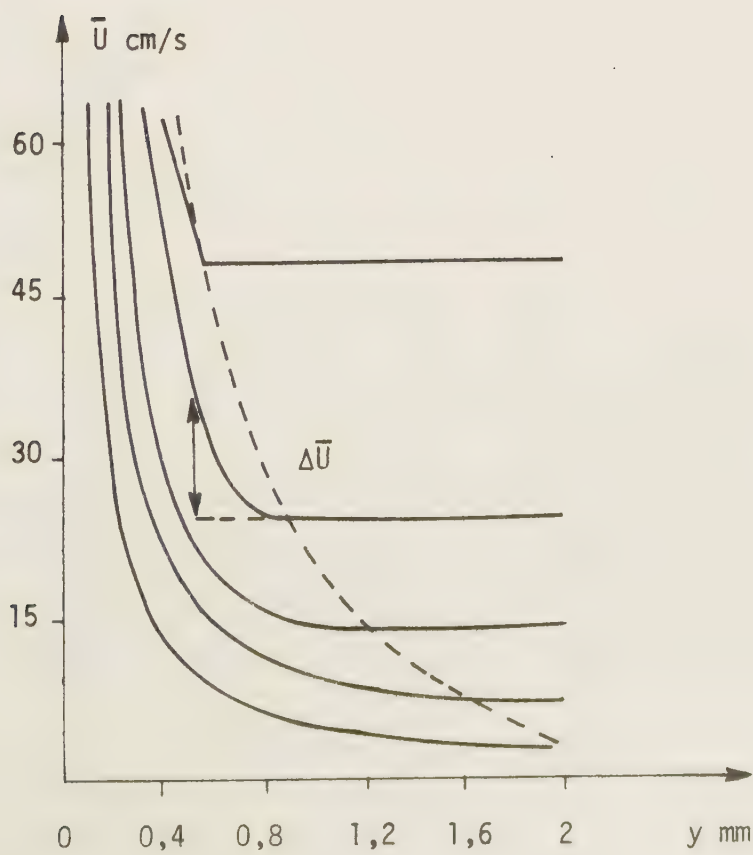
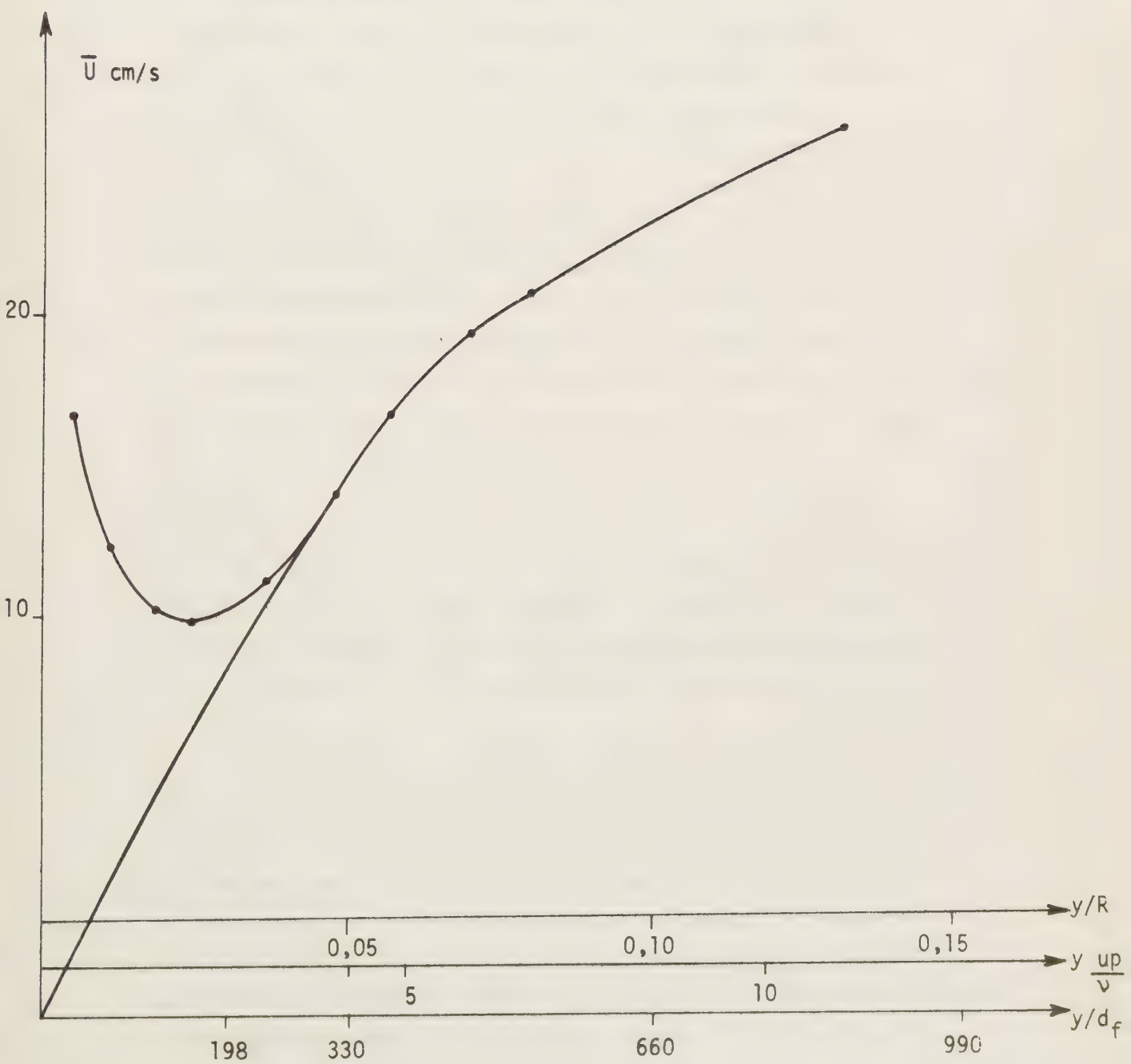


FIG. 5



auteurs sont établis pour une paroi de conductibilité infinie et il est difficile de généraliser cette étude au cas d'une paroi de conductibilité finie ; en effet, le refroidissement supplémentaire du fil n'est pas le même pour un fil au repos par rapport à une surface et pour un fil mobile par rapport à la même surface (y et $\overline{U}$ étant conservés) car dans le premier cas, il y a échauffement local de la paroi au niveau du fil. L'influence de la paroi se traduit dans la mesure des vitesses moyennes par l'obtention d'une vitesse apparente supérieure à la vitesse vraie. La *figure 5* donne les valeurs que nous avons obtenues dans une expérience, en approchant le fil de la paroi. Les valeurs de "vitesse apparente" que l'on retrouve également dans l'étude de *RCDET* {37} sont très supérieures à la vitesse réelle. *COMTE - BELLOT* {32} utilise une technique qui consiste à réduire le coefficient de surchauffe du fil au voisinage de la paroi. Ce coefficient de surchauffe passe de 1,8 à une valeur égale à 1,2. Ce procédé présente un inconvénient, la modification du réglage de l'anémomètre contraint à utiliser de nouvelles courbes d'étalonnage. Comme nous désirions effectuer tous les dépouillements sur un ordinateur, il est apparu préférable de conserver la même courbe d'étalonnage (en tenant compte des dérivés thermiques et de chercher une autre technique de correction).

Pour un fil de 250μ , *RICHARDSON* {36} trace une famille de courbes donnant les vitesses apparentes, donc les corrections à effectuer (*figure 6*). Sur cette famille de courbes, la courbe en tiret indique la limite de la zone où la correction est utile et la flèche indique la valeur de la correction à effectuer. Si cette méthode est applicable aux vitesses moyennes, *RICHARDSON* estime que l'on peut appliquer la même technique de correction aux vitesses fluctuantes.

Celui-ci pour vérifier cette hypothèse, a placé un fil chaud dans un écoulement laminaire, au voisinage de la paroi, puis a soumis le fil à un mouvement oscillant dans un plan parallèle à celle-ci, dans la direction de la vitesse moyenne. Il a trouvé que pour une amplitude donnée, l'indication de la vitesse fluctuante augmente au fur et à mesure que le fil s'approche de la paroi, mais l'augmentation **apparente** pour la turbulence étant plus faible que l'augmentation pour le mouvement permanent.

WILLS {39} a cherché à exprimer le nombre de Nusselt des pertes supplémentaires de chaleur uniquement en fonction du nombre de Reynolds du fil alors que l'analyse dimensionnelle permet d'écrire

$$Nu = f (Re_f, Pr, Gr, M, y/d_f)$$

Pour l'air, à température ambiante et bas nombre de Mach, le nombre de Prandlt est constant et le nombre de Mach a une influence négligeable. *COLLIS et WILLIAMS* {42} ont montré que la convection libre n'a de l'influence que si $Gr > Re_f^3$.

Donc, pour les fils chauds, sauf si $Re_f < 0,005$, le nombre de Nusselt n'est fonction que de Re_f et y/d_f (figure 7).

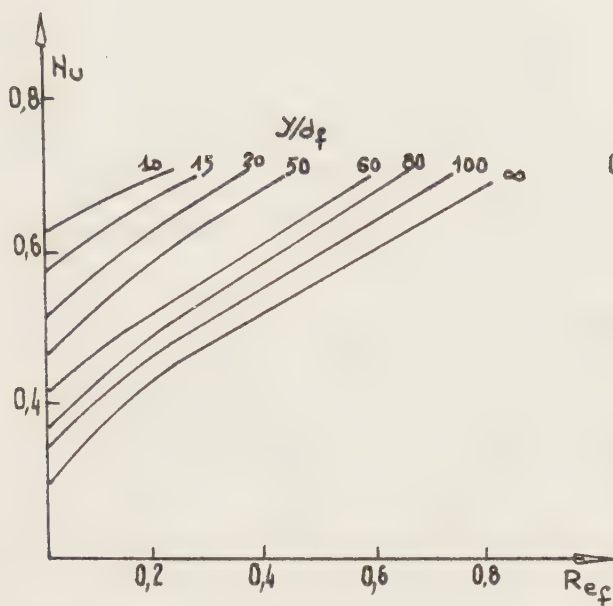


FIGURE 7

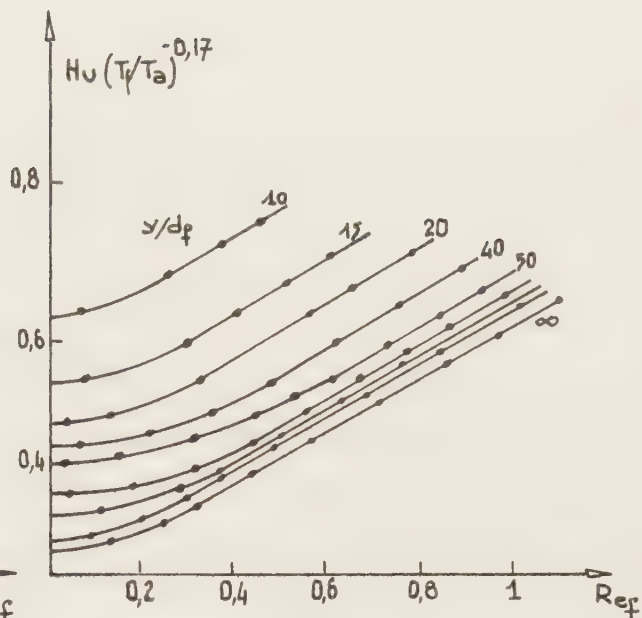


FIGURE 8

Les courbes exprimées en $Nu(T_f/T_a)^{-0.17}$ en fonction de $Re_f^{0.45}$ donnent pour $Re_f > 0.1$, une série de lignes parallèles, correctement représentées par (figure 8).

$$Nu(T_f/T_a)^{-0.17} = A_1 + 0.56 Re_f^{0.45}$$

et COLLIS et WILLIAMS, après un grand nombre de mesures, trouvent $A_1 = 0.24$, A_1 atteignant 0.26 lorsque y/d_f tend vers l'infini. La comparaison est possible entre les valeurs expérimentales de Nu et les valeurs théoriques Nu_0 qui sont solutions d'une équation de POISSON. Les comparaisons étant bonnes, la valeur de $Nu(T_f/T_a)^{-0.17}$ peut être remplacée par une valeur déduite de $(A_1 - 0.26)$. Cela revient à dire que le nombre de Reynolds réel à la puissance 0.45 est égal au nombre de Reynolds apparent à la même puissance, diminué d'une grandeur k_f fonction de y/d_f .

$$Re_{f_{\text{réel}}}^{0.45} = Re_{f_{\text{app}}}^{0.45} - k_f$$

La vitesse peut par ailleurs être directement obtenue :

$$U^{0.45} (\text{cm/s})^{0.45} = 13.2 Re_f^{0.45}$$

et

$$U_{\text{réelle}}^{0.45} (\text{cm/s})^{0.45} = 13.2 (Re_f^{0.45} - k_f)$$

Il est en outre évident que les corrections faites ne sont valables que pour une nature donnée de matériau constituant la paroi.

Cette méthode a été adoptée du fait de sa facilité d'emploi, mais en remplaçant la valeur 0,45 de l'exposant par la valeur 0,5 qui caractérise le fonctionnement du fil chaud dans notre domaine d'utilisation. La formule de correction s'écrit :

$$U_{\text{réelle}}^{0,5} \text{ (cm/s)}^{0,5} = 17,32 (Re_{f \text{ app}}^{0,5} - k'_f)$$

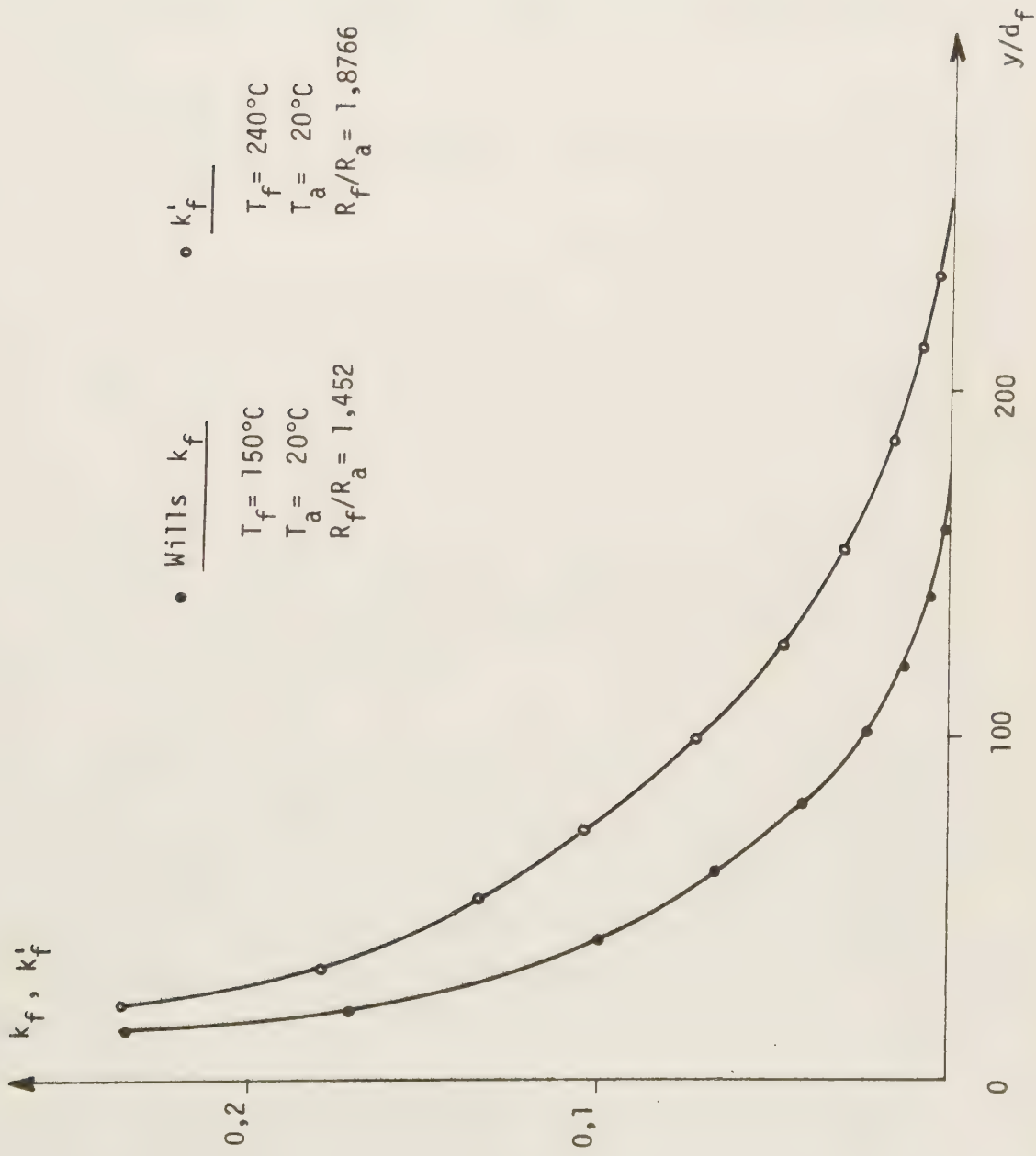
k'_f étant défini lors d'une manipulation préparatoire. La figure 9 montre deux courbes, l'une représentant k'_f pour la correction de WILLS ($t_f = 150^\circ \text{ C}$; $t_a = 20^\circ \text{ C}$; $\frac{R}{R_a} = 1,452$) et l'autre k'_f dans notre expérimentation ($t_f = 220^\circ \text{ C}$, $t_a = 20^\circ \text{ C}$; $\frac{R}{R_a} = 1,8766$).

Pour notre expérimentation, la valeur maximale de y/d_f correspondant au début de la correction vaut 270, résultat en accord avec celui de la figure 6. Cela correspond à une valeur de $y = 1,35 \text{ mm}$, donc à une valeur de $\eta = 0,96$. En fait, dans l'expérimentation, nous étions limités à $\eta = 0,95$, nous n'avons pas eu à tenir compte de la correction mais il importait de définir sa frontière.

II-3 - PROCESSUS DE MESURE

Trois paramètres interviennent dans les mesures, le nombre de Reynolds, calculé sur le débit moyen et deux coordonnées du point de mesure lorsque l'expérience montre que l'écoulement est axisymétrique. Chaque vitesse mesurée est donc fonction de Re , r et x , r étant la distance radiale à partir du centre de la conduite et x l'abscisse comptée positivement dans le sens de l'écoulement. Pour la conduite amont x a pour origine le début de la conduite, immédiatement après le convergent-divergent, dès que le diamètre d est atteint, pour la conduite aval, x a pour origine la sortie du divergent.

FIG. 9



Des coordonnées adimensionnelles ont été utilisées en posant $\eta = r/R$, $\xi = x/D$ pour la conduite aval η' et ξ' pour la conduite amont.

Le principe d'une expérimentation est le suivant :

- le nombre de Reynolds est fixé à une valeur de consigne.
- ξ est fixé, ce qui définit la position de la section mobile de mesure
- η varie dans la section

Les différentes valeurs de ξ' et ξ autorisées par le montage, sont les suivantes :

$$\xi' \quad 5 \quad 21,6 \quad 38,4 \quad 55 \quad 76,5 \quad (5)$$

$$\xi \quad 8 \quad 15,6 \quad 23,2 \quad 30,8 \quad 38,3 \quad 45,6 \quad 53,5 \quad 61,1 \quad 68,6 \quad 76,2 \quad (10)$$

Les valeurs de η et η' sont identiques et seront définies ultérieurement.

Pendant le temps d'acquisition d'une mesure, temps qui peut durer jusqu'à 100 secondes, la dépression génératrice de l'écoulement est maintenue constante en agissant soit sur l'autotransformateur, soit sur le registre du refoulement.

Lorsque toutes les valeurs η retenues pour les mesures ont été utilisées, nous sommes en possession du profil de vitesse moyenne dans le temps et de profil du taux de turbulence pour la section définie par la valeur de ξ et pour le nombre de Reynolds choisi. En utilisant toutes les valeurs de ξ , nous obtenons une analyse complète de la réorganisation de l'écoulement dans la conduite aval pour le nombre de Reynolds choisi.

Les spectres de fréquence ont été obtenus en utilisant l'analyseur de fréquence DAWE type 1461A dont le temps d'intégration a été augmenté par l'interposition de condensateurs dans le circuit du voltmètre efficace.

III - TESTS DE MONTAGE

Nous avons décrit dans la partie I et la partie II de ce chapitre, le montage expérimental ainsi que l'appareillage de mesure. La première partie du travail expérimental a consisté à vérifier que l'ensemble correspondait au but que nous nous étions fixé. Nous avons alors vérifié que la symétrie axiale géométrique des conduites entraînait une axisymétrie de l'écoulement, que celui-ci était turbulent établi dans la conduite amont et qu'à la sortie du divergent, l'écoulement présentait toujours des caractères turbulents.

III-1 - Axisymétrie de l'écoulement

La symétrie axiale de l'écoulement est vérifiée par construction des profils de vitesse pour différentes valeurs de ξ et ξ' la section mobile de mesure tournant autour de l'axe à chaque position.

Les températures de l'air ambiant, de l'air en mouvement dans le montage, la température de la paroi de la conduite jouent un rôle important. En effet, les vitesses du fluide en mouvement sont faibles et du même ordre de grandeur que les vitesses de convection libre et il importe d'obtenir à chaque instant une bonne isothermie, c'est-à-dire une égalité de température entre le fluide en repos, le fluide en mouvement et la paroi de la conduite et il convient également que l'évolution de température au cours de l'expérimentation, si elle ne peut être annulée, soit extrêmement lente.

L'atmosphère dans la salle est brassée en permanence par deux ventilateurs, éloignés du plan vertical de l'axe de la conduite pour éviter de créer des écarts de température entre différents tronçons. Un thermomètre enregistreur PROLABO permet de connaître l'évolution de la température de la pièce, la mesure étant effectuée dans le plan horizontal de l'axe de la conduite, à l'entrée de celle-ci. Des thermomètres, au 1/10 de degré, placés le long de la conduite permettent de connaître les écarts éventuels de température le long de celle-ci. La mesure de la température du fluide est réalisée dans

la section finale. Elle comporte un thermomètre au 1/10 de degré, noyé dans l'écoulement et maintenu par un nid d'abeille, sa lecture s'effectuant à travers le tube en plexiglass. Un thermo-couple, en cuivre constantan ($42 \mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$) fournit des indications qui sont enregistrées grâce à un potentiomètre KIPP et ZONEN, de type MICROGRAPH BD2. Cet enregistrement permet de connaître la dérivée de température pendant une expérimentation, le thermomètre donnant une indication instantanée.

L'ensemble des appareils, qui sont producteurs de chaleur, sont mis en route longtemps avant le début des mesures afin d'obtenir l'équilibre thermique général et la dérive thermique, contrôlée par l'enregistrement de la tension thermocouple, a été inférieure à $0^{\circ},5$ par heure, la température pour toutes les expérimentations étant comprise entre 19 et 21°C .

Les mesures anémométriques ont été considérées comme exploitables, si les paramètres physiques étant maintenus constants, à l'exception de la température dont nous n'étions pas maître, trois séries de mesures sont identiques à moins de 1% près, afin d'éliminer l'influence des dérivées et gradients thermiques.

Ces conditions étant vérifiées, il n'a pas été constaté, tant dans la conduite amont que dans la conduite aval de différences supérieures à 1% dans les rapports de vitesses locales moyennes aux vitesses débitantes. Les *figures 10 et 11*, les profils, obtenus dans la conduite amont pour des nombres de Reynolds de 2600 et 2400, un des profils étant dans le plan vertical, l'autre dans le plan horizontal, ne montrent pas de différence sensible.

Nous admettons que l'ensemble de l'écoulement, sous réserve des conditions imposées plus haut, est axisymétrique.

III-2 - ETABLISSEMENT ET NATURE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA CONDUITE AMONT

III-2.1 - Etablissement du régime

L'exploration radiale de la première conduite a été réalisée pour toutes les valeurs possibles de ξ et pour les nombres de Reynolds compris entre 2600 et 4200.

Les figures 12, 13, 14 et 15 montrent l'évolution du profil $\bar{U}'(\eta', \xi') / \langle \bar{U}' \rangle$ en fonction de ξ' pour les nombres de Reynolds 2900, 3150, 3900, 4200.

Il apparaît dans tous les cas une évolution continue du profil mais pour les valeurs ultimes de ξ' (55 et 76,2) la différence entre les deux profils est négligeable. Le gradient longitudinal de vitesse est nul ou très faible, ce qui montre que le régime est établi dans la plage de nombres de Reynolds utilisés, et que l'écoulement est développé.

Les valeurs de $\bar{U}'(0) / \langle \bar{U}' \rangle$ dans la section finale sont :

Re	2900	3150	3900	4200
$\bar{U}'(0) / \langle \bar{U}' \rangle$	1,41	1,37	1,33	1,31
$\langle \bar{U}' \rangle / \bar{U}'(0)$	0,71	0,73	0,75	0,77

et ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par PATEL et HEAD [1]

III - 2.2 - Nature du régime

Les courbes des figures 12, 13, 14 et 15 donnent également l'évolution du pourcentage de turbulence $100 u'(\eta', \xi') / \bar{U}(\eta', \xi')$ en fonction de η' et chaque courbe correspondant à un ξ' différent.

Les différentes figures correspondant à chaque nombre de Reynolds indiquent des niveaux de turbulence différents mais un même comportement global. La turbulence naît en paroi, avec un

FIG. 10

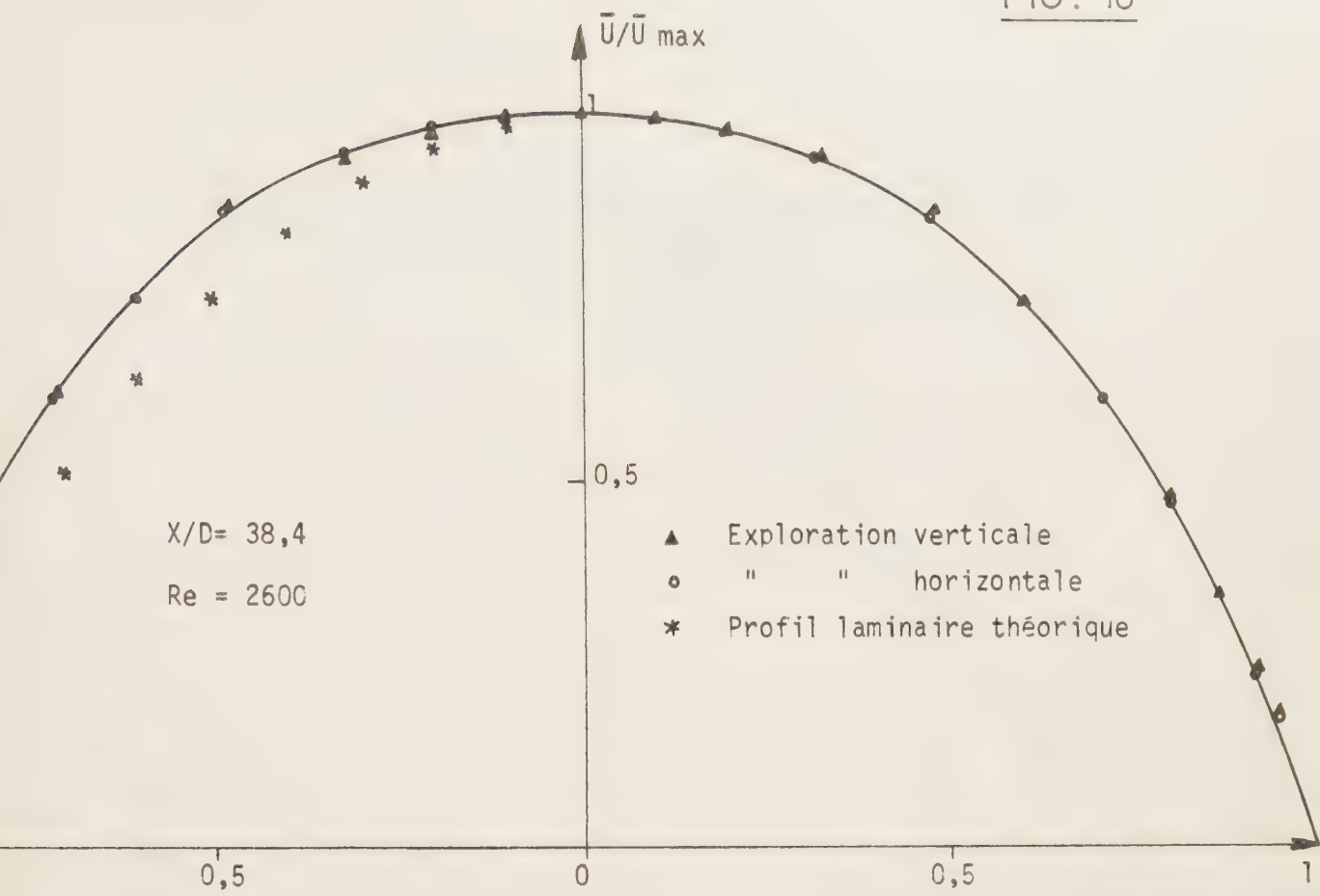
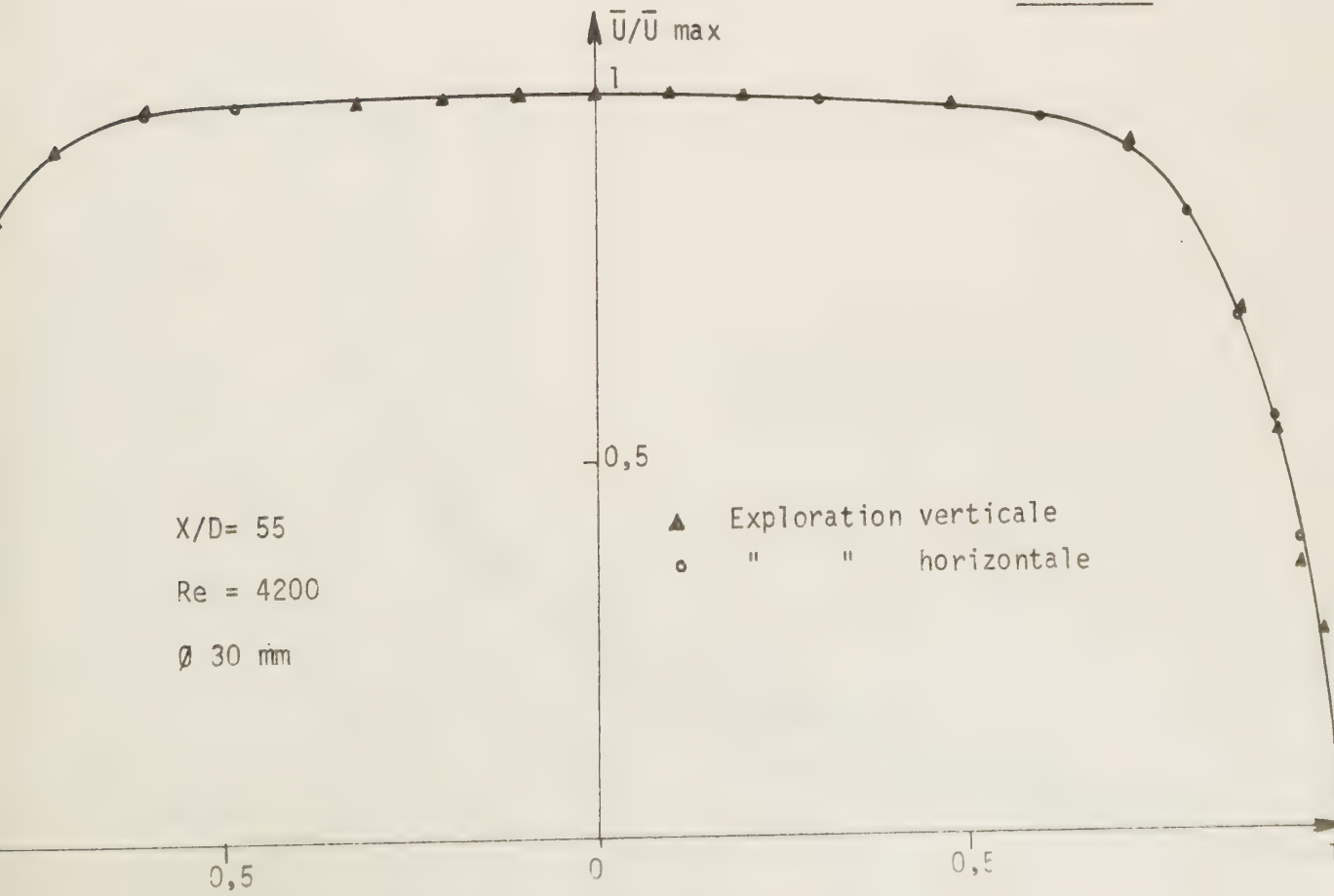


FIG. 11



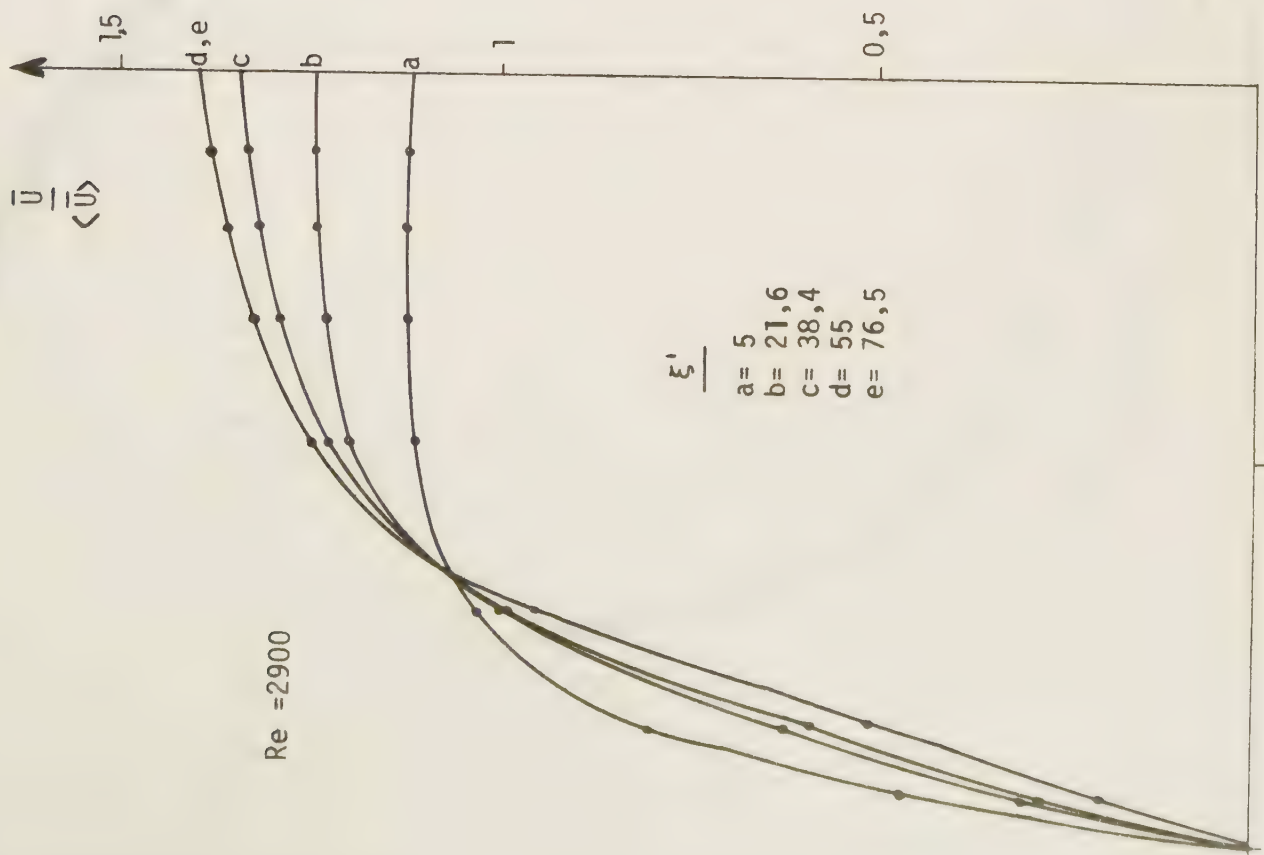
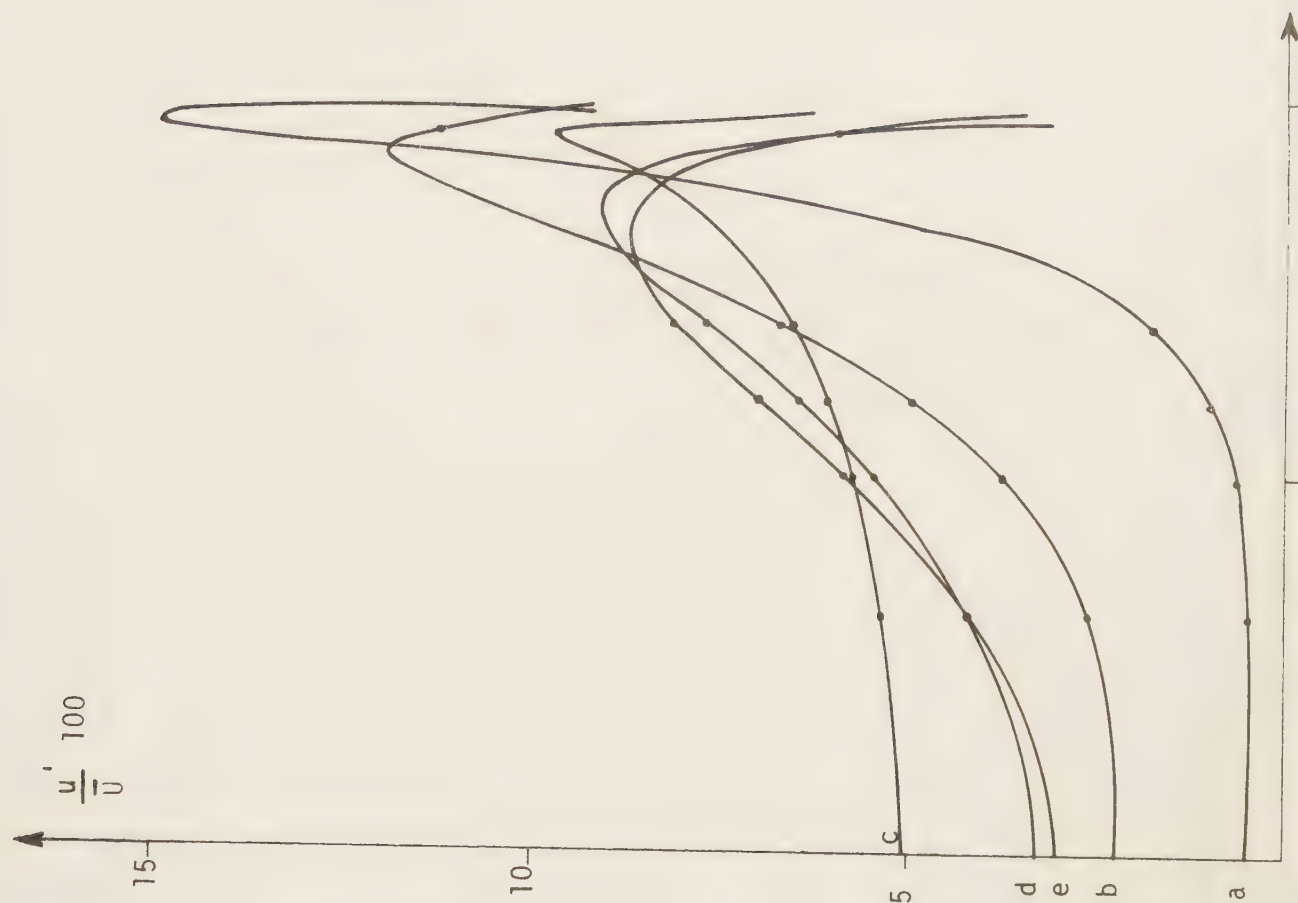


FIG. 13

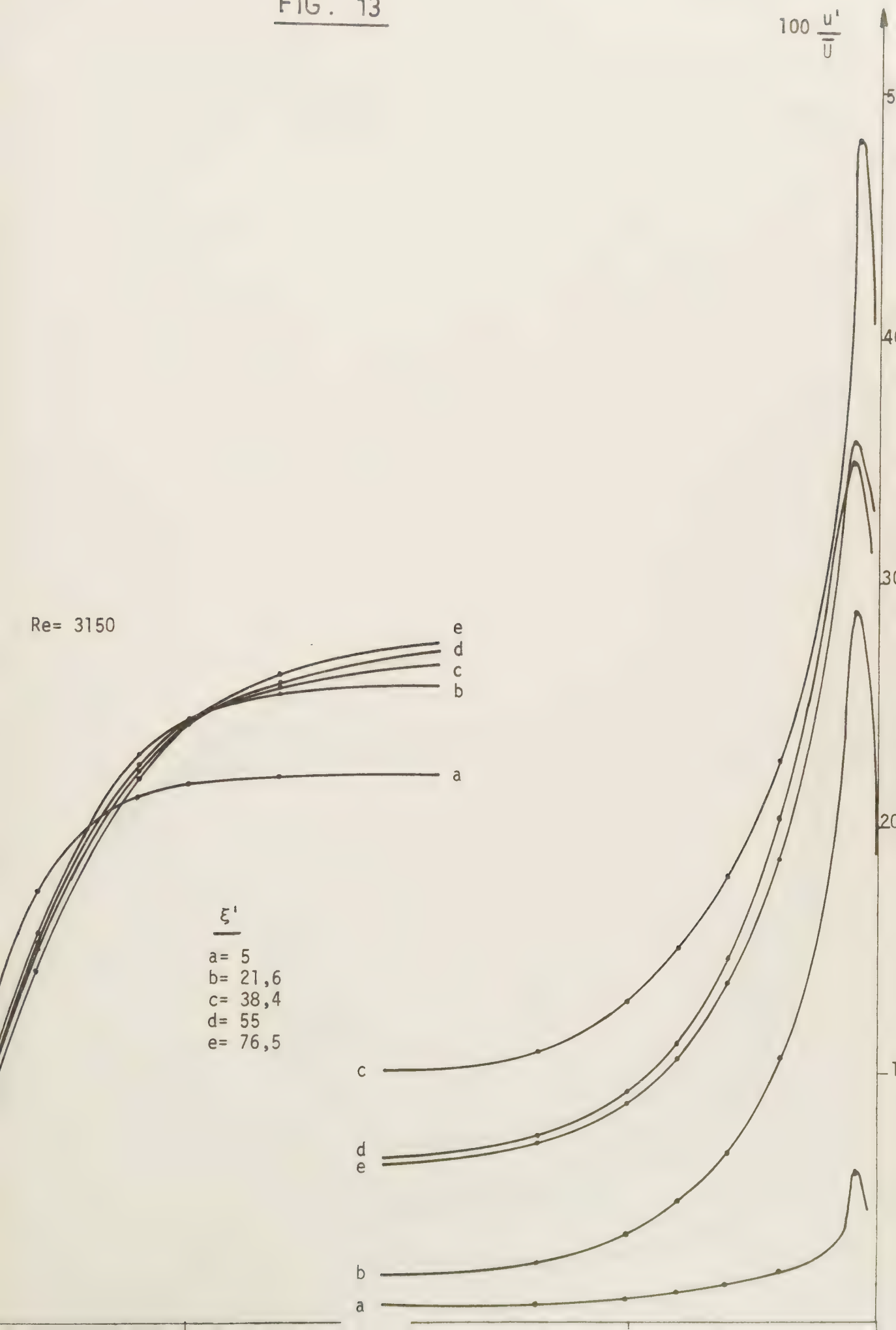
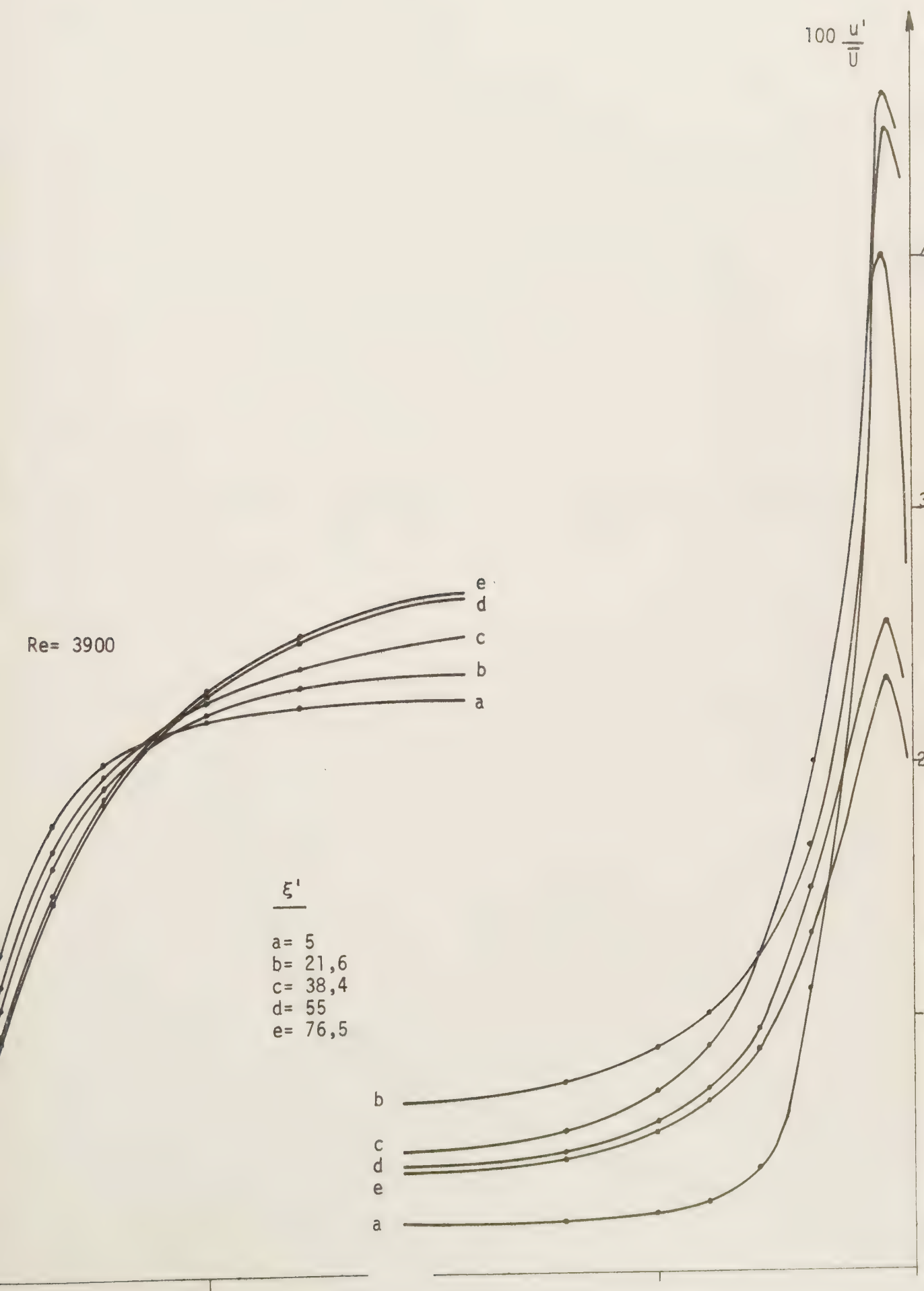
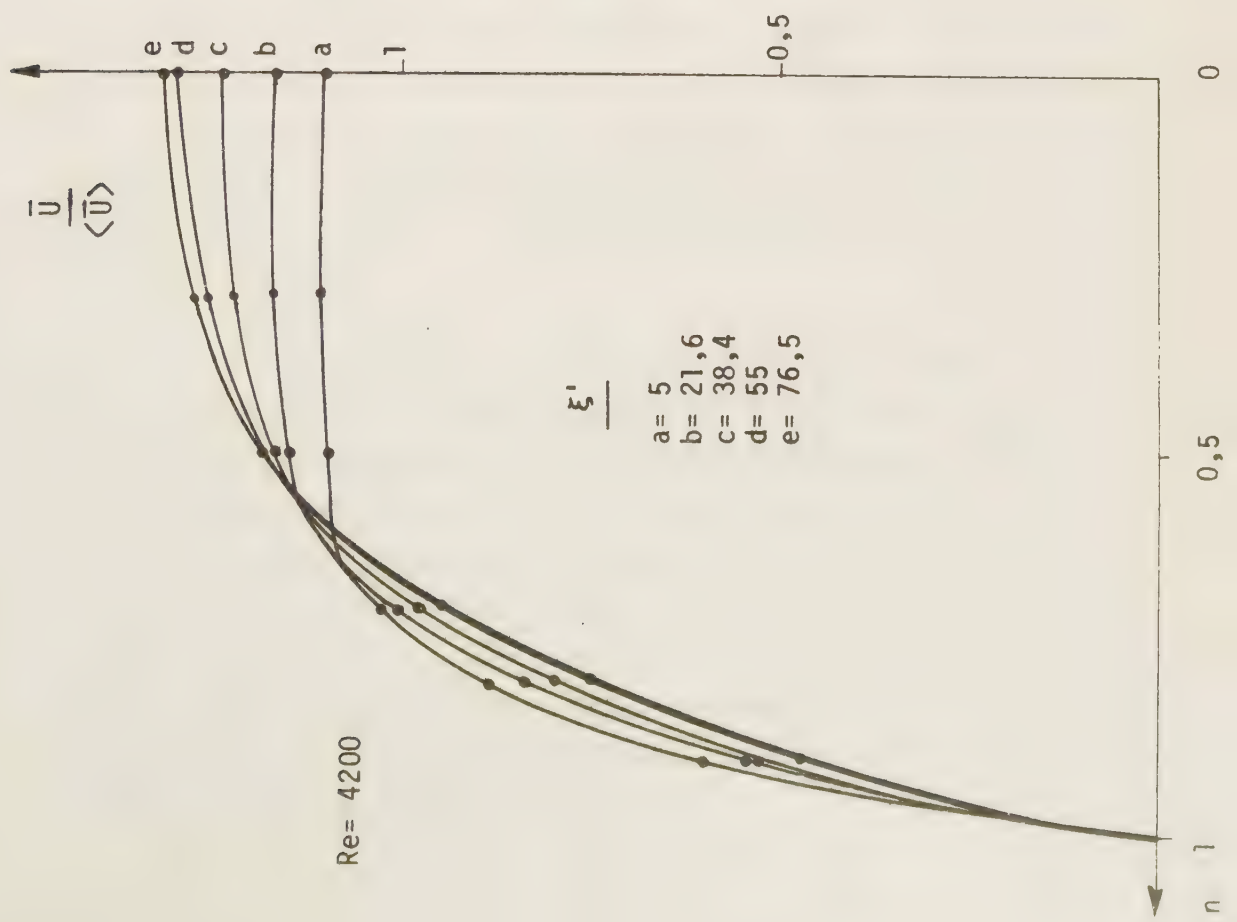
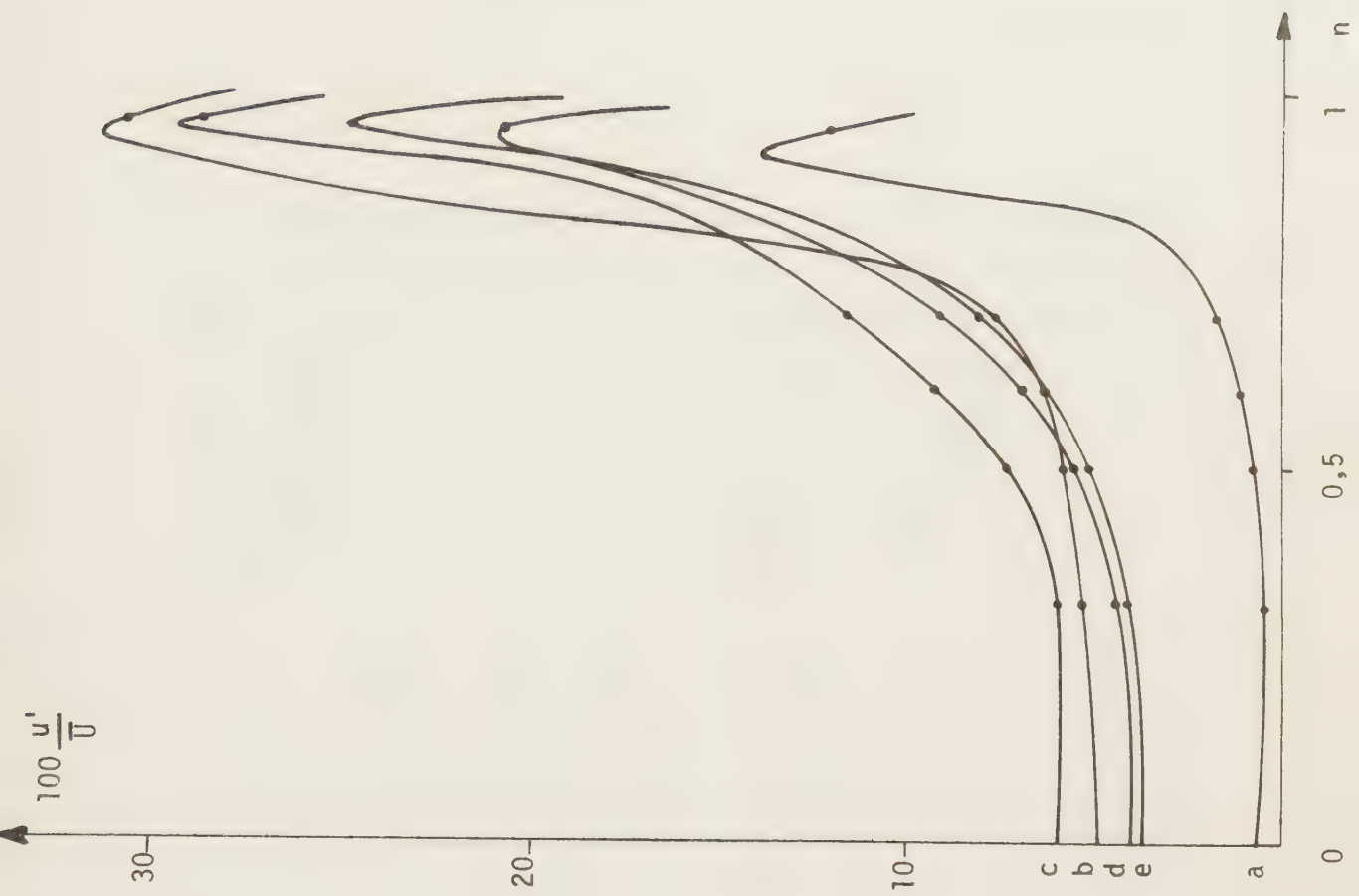


FIG. 14





pic d'amplitude du pourcentage pour η' voisin de 0,95, le niveau de pourcentage étant bas dans le reste de la section. Pour les valeurs ξ' égales à 21,6 et 38,4, le pourcentage de turbulence croît, en même temps que le pic se déplace vers des valeurs inférieures de η' , en diminuant d'amplitude. Il y a toujours production de turbulence, mais la diffusion convective, sous l'action de l'énergie cinétique turbulente et sous l'action de la pression commence à jouer son rôle.

Dans les sections $\xi' = 55$ et 75,6, tous les phénomènes existants au sein de la turbulence, convection moyenne, diffusion, production dissipation visqueuse, sont présents et leur action se fait sentir ; nous assistons alors à un équilibre entre production et dissipation de turbulence et le régime de turbulence tend à se stabiliser, alors que le profil de vitesse moyenne est déjà stable.

Ce schéma de comportement a été testé en effectuant des essais supplémentaires qui consistent à étudier l'établissement du régime d'écoulement, tant au point de vue vitesse moyenne que niveau de turbulence, en modifiant l'état de surface à l'entrée de la conduite. Cette modification est obtenue en plaçant sur la paroi des cylindres de papiers abrasifs de granulométrie variable.

Il apparaît que si le développement des couches limites est accéléré, si la longueur d'établissement est raccourcie, l'intensité de turbulence ne s'en trouve pas modifiée. H. MCUTON avait indiqué (communication orale), que ce résultat est prévisible, dans la mesure où l'on peut faire l'hypothèse qu'il n'existe, pour un écoulement donné qu'un régime de turbulence maximal compatible avec le nombre de Reynolds de l'écoulement et que toute turbulence artificiellement développée se dissipe par accroissement du frottement visqueux pour revenir au niveau compatible avec le nombre de Reynolds.

III-3 - INFLUENCE DU DIVERGENT

Le rôle du divergent est de faire varier la section d'écoulement du fluide de la valeur 7,07 cm² à 34,2 cm², l'aval du divergent, la vitesse moyenne est multipliée par 0,207, les nombres de Reynolds aval et amont étant dans le rapport 1/2,2. Le rôle hydrodynamique du divergent est maintenant expliqué par OKWUOBI et AZAD {45}. La figure 16 permet de comparer les profils de vitesse longitudinale moyenne avant et après le divergent, ainsi que le pourcentage de turbulence. Celui-ci a considérablement augmenté après le divergent.

La question que l'on doit alors se poser devant cette augmentation importante du pourcentage de turbulence est de savoir si ce pourcentage augmente du fait de l'augmentation de la turbulence elle-même ou du fait de la diminution de la vitesse.

Soit par exemple $100 \frac{u' (o)}{\bar{U} (o)} = 4$ pour l'amont

et $100 \frac{u' (o)}{\bar{U} (o)} = 9,6$ pour l'aval

Pour l'amont $u' (o) = \frac{4}{100} \frac{\bar{U} (o)}{\langle \bar{U} \rangle_{\text{amont}}} \langle \bar{U} \rangle_{\text{amont}} = 4,8 \cdot 10^{-2} \langle \bar{U} \rangle_{\text{amont}}$

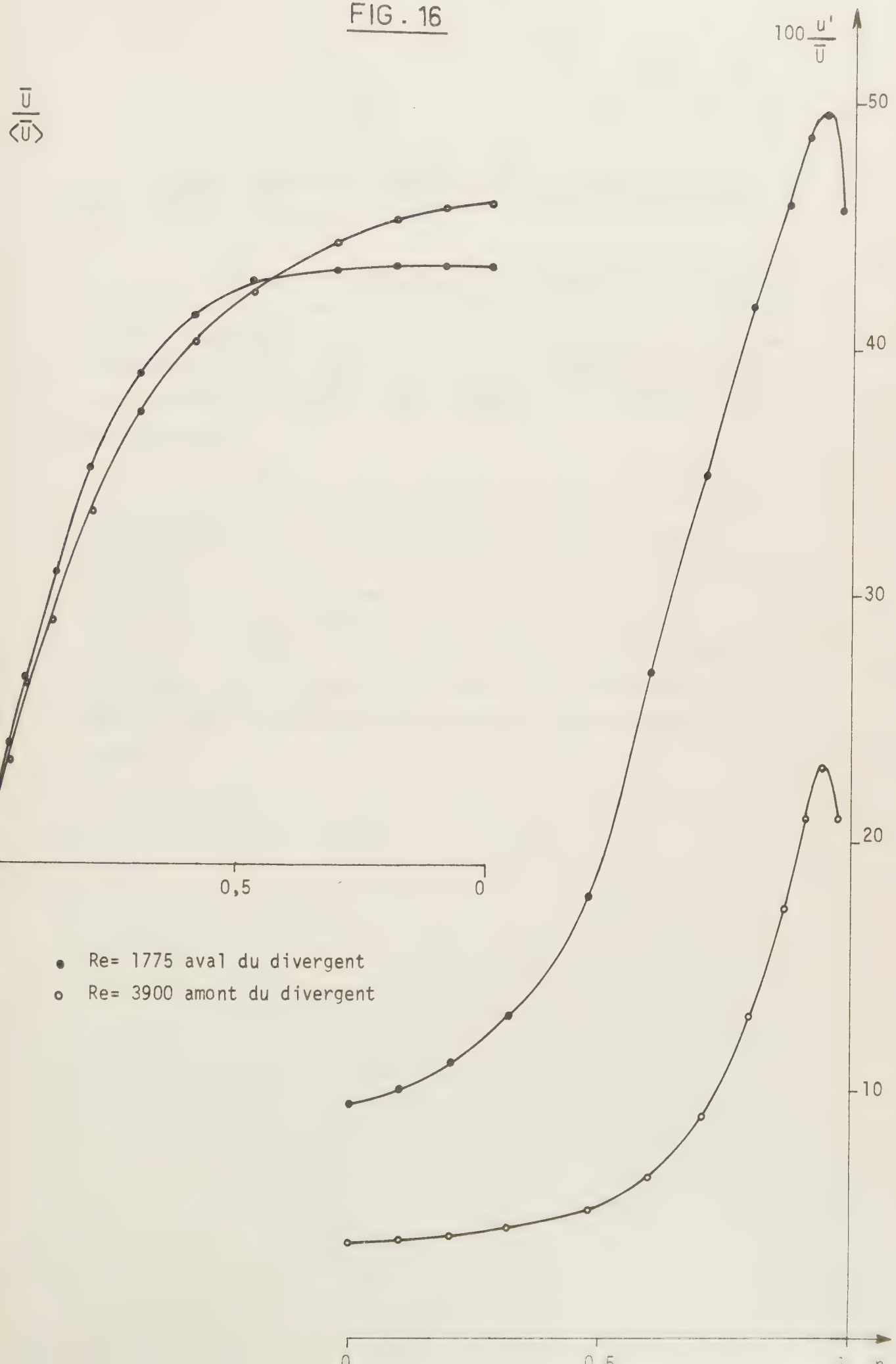
Pour l'aval $u' (o) = \frac{9,6}{100} \frac{\bar{U} (o)}{\langle \bar{U} \rangle_{\text{aval}}} \langle \bar{U} \rangle_{\text{aval}} = 12,9 \cdot 10^{-2} \langle \bar{U} \rangle_{\text{aval}}$

Le rapport de turbulence aval-amont pour $\eta = 0$ est alors :

$$\frac{u' (o)_{\text{aval}}}{u' (o)_{\text{amont}}} = \frac{12,9}{4,8} \times 0,207 = 0,55$$

Pour $\eta = 0,98$ le rapport vaut 0,405.

FIG. 16



Pour l'expérience *OKWUOBI et AZAD*, le rapport vaut 0,4 pour $\gamma = 0$, et 0,8 pour $\eta = 0,80$.

On constate donc que, dans les deux expériences, la valeur efficace des fluctuations longitudinales de vitesse est plus faible à l'aval qu'à l'amont du divergent, ce qui suppose dans le divergent un déséquilibre de la production et de la disparition de la turbulence en faveur de la disparition. Dans tous les cas, le facteur d'intermittence vaut 1.

Des tests préliminaires effectués, nous pouvons conclure que l'écoulement est axisymétrique dans l'ensemble du montage expérimental sous réserve de vérifier les conditions d'isothermie de celui-ci et de l'air en mouvement. Dans la conduite amont, l'écoulement est turbulent établi à l'entrée amont du divergent. A la sortie aval de celui-ci, le caractère turbulent de l'écoulement est assuré mais nous ne pouvons être certain que la turbulence qui existe alors, a toutes les caractéristiques de la turbulence établie en conduite.

IV - RECHERCHE DES CRITERES PERMETTANT DE CARACTERISER L'ECOULEMENT

NOTE PRELIMINAIRE

Le système de coordonnées utilisé est le système de coordonnées cylindriques en x, r, θ . Si l'écoulement est axisymétrique, la coordonnée θ n'intervient pas. x est compté positivement dans le sens de l'écoulement, l'origine étant la sortie aval du divergent. r , distance radiale, est nulle sur l'axe et vaut R à la paroi de la conduite.

Les paramètres de l'écoulement, pour un écoulement donné, dépendront donc de x et de r .

Pour rendre les notations adimensionnelles deux nouvelles coordonnées sont utilisées : $\xi = x/2R = x/D$ et $\eta = r/R$

Un point M , à l'intérieur de la conduite est repéré soit par $M(x, r)$ soit par $M(\xi, \eta)$.

Les vitesses dépendent de ξ et η (ou de x et r) mais également du nombre de Reynolds de l'écoulement. Les notations suivantes sont donc retenues :

$\bar{U}(\eta, \xi, Re)$	composante longitudinale continue de la vitesse
$\bar{V}(\eta, \xi, Re)$	composante radiale continue de la vitesse
$u(\eta, \xi, Re)$	composante longitudinale fluctuante de la vitesse
$v(\eta, \xi, Re)$	composante radiale fluctuante de la vitesse.

Les paramètres relatifs à une section, donc indépendant de η (ou de r) seront notés sans mentionner ce paramètre.

$U_p(\xi, Re)$ vitesse pariétale

$C_f(\xi, Re)$ coefficient de frottement

$\alpha_p(\xi, Re)$ coefficient d'énergie cinétique

Si un paramètre reste constant, celui-ci sera mis en évidence, lorsque le contexte ne sera pas suffisamment explicite, en le faisant apparaître en indice, éventuellement avec sa valeur. Par exemple :

$\bar{U}(\eta, \xi, Re)_\eta$ est la composante longitudinale continue de la vitesse, à η constant.

$\bar{U}(\eta, \xi, Re)_{\eta=\eta_f}$ est la composante longitudinale continue de la vitesse, pour η égal η_f

La vitesse débitante sera notée $\overline{U(Re)}$. La vitesse maximale sur l'axe de la conduite est notée $\bar{U}(0, \xi, Re)$.

L'écoulement dans la conduite aval est un écoulement en réorganisation, le champ de vitesse n'étant pas stationnaire en x . Il importe donc de déterminer les critères permettant d'analyser la réorganisation et de tester si celle-ci est terminée ou non. Dans une phase ultérieure, nous chercherons s'il existe des lois empiriques permettant de relier ces critères au paramètre physique intervenant de façon fondamentale, le nombre de Reynolds, et aux paramètres de position afin d'être à même de connaître en tout point la valeur de ces critères.

Pour simplifier l'exposé, nous poserons :

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	8,3	15,6	23,2	30,8	38,3	45,6	53,5	61,1	68,6	76,2

L'analyse bibliographique que nous avons effectuée montre que les auteurs, quelle que soit la méthode d'obtention de la réorganisation, ont cherché à définir un critère caractérisant l'état de réorganisation de l'écoulement et sa nature. Le paramètre d'accélération K est adapté aux réorganisations obtenues par accélération du fluide, mais il n'est pas certain qu'il soit convenable dans la méthode que nous utilisons puisque nous ne sommes pas maître de l'évolution de la vitesse. *SILBUKIN* et *LAUFER* n'ont pas défini de critères de réorganisation. Aussi, avant de procéder à l'expérimentation, nous nous sommes attachés à définir des critères, dont la validité se précisera dans le dépouillement des expériences. Nous devons simultanément chercher des critères qui caractérisent la tendance à l'établissement d'un écoulement et des critères qui définissent alors la nature du régime établi. Dans la mesure du possible, le critère adapté au problème serait celui qui caractérise simultanément l'établissement et la nature du régime établi.

IV-1 - PARAMETRES LOCAUX

IV-1.1 - Profils moyens

Le régime est établi lorsqu'il n'y a plus d'influence de la distance parcourue sur les vitesses locales de l'écoulement. Cela revient à dire que le champ de vitesse longitudinale $\bar{U}(\eta, \xi, Re)$ devient indépendant de ξ et par conséquent $\bar{U}(\eta, \xi, Re)$ n'est plus fonction de ξ . La vitesse longitudinale est alors $\bar{U}(\eta, Re)$ et

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} = 0 \quad \left(\text{ou } \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} = 0 \right)$$

Cela implique que les vitesses radiales $\bar{V}(\eta, \xi, Re)$ qui existent dans la zone d'établissement du régime, deviennent nulles lorsque celui-ci est établi. Un premier critère consiste donc à tester l'indépendance de U par rapport à ξ ou, ce qui est identique mathématiquement, à tester la nullité de $\bar{V}$.

Expérimentalement cela conduit à relever les profils de vitesses dans la conduite et à calculer la dérivée $\frac{\partial \bar{U}}{\partial X}$ pour toutes les valeurs de r .

La longueur d'établissement du régime d'écoulement sera alors la longueur X_ℓ (ou ξ_ℓ) telle que pour X supérieur à X_ℓ , $\frac{\partial \bar{U}}{\partial X}$ soit nulle ; naturellement, ce test doit être valable quelque soit r .

L'utilisation des profils moyens, le calcul des gradients de vitesse longitudinale, montre la nécessité d'avoir à notre disposition une méthode permettant d'obtenir une représentation analytique des profils moyens de vitesse. Cette représentation analytique permettra en outre de calculer la vitesse radiale $\bar{V}$ en utilisant l'équation de continuité ainsi que le débit, ce qui permet de contrôler l'étalonnage du fil chaud.

IV-1.2 - Représentation analytique des profils moyens de vitesse

Cette représentation, pour être acceptable, doit satisfaire un certain nombre de conditions aux limites que nous allons préciser :

La représentation doit être de la forme $\frac{\bar{U}(\eta, \xi, Re)}{\bar{U}(0, \xi, Re)} \xi, Re = f(\eta)$

pour une section donnée (ξ) et un nombre de Reynolds fixe (Re) et les conditions aux limites s'écrivent :

1 -	$\eta = 0$	$f(\eta) = 1$	$\frac{df}{d\eta} = 0$
2 -	$\eta = 1$	$f(\eta) = 0$	$\frac{df}{d\eta}$ égal à une valeur inconnue mais ni nulle ni infinie.

En outre, nous voulons que cette représentation puisse, permettre de calculer la longueur de mélange de Prandlt, ℓ .
SCHLICHTING {41} reprenant les calculs de *NIKURADSE*, définit la longueur de mélange par :

$$\tau = -\rho \ell^2 \left| \frac{d\bar{U}}{dr} \right| \frac{d\bar{U}}{dr}$$

et $\tau = \tau_p \eta$

donc $\tau_p \eta = -\rho \ell^2 \left| \frac{d\bar{U}}{d\eta} \right| \frac{d\bar{U}}{d\eta} \frac{1}{R^2}$

d'où $\ell^2 = - \frac{U_p^2}{\left| \frac{d\bar{U}}{d\eta} \right|} \frac{R^2 \eta}{\frac{d\bar{U}}{d\eta}}$

ce qui, dans la représentation choisie s'écrit :

$$\ell^2 = - \frac{U_p^2}{\bar{U}(0)} R^2 \eta \times \left[\left| \frac{df}{d\eta} \right| \frac{df}{d\eta} \right]^{-1}$$

Cette expression doit être calculée pour chaque valeur de η , en particulier lorsque η tend vers zéro. Le terme $- U_p^2 R^2 / \bar{U}(0)^2$, pour une section et un nombre de Reynolds donné, est fixé, mais η tend, ainsi que $\left| \frac{df}{d\eta} \right| \frac{df}{d\eta}$ vers zéro. Il faut que le terme

$$\eta / \left| \frac{df}{d\eta} \right| \frac{df}{d\eta}$$

tende vers une limite finie non nulle, ce qui impose que $\left| \frac{df}{d\eta} \right| \frac{df}{d\eta}$ soit

un infiniment petit en η , du même ordre que η .

Les représentations usuelles proposées par *NIKURADSE* et *HINZE* {42} sont les suivantes :

$$\frac{\bar{U}(\eta)}{\bar{U}(0)} = (1-\eta)^{4/n}$$

n étant fonction du nombre de Reynolds

$$\text{et} \quad \frac{\bar{U}(\eta)}{U_p} = A \operatorname{Log} \left(R \frac{(1-\eta)}{\nu} U_p \right) + B$$

Ces deux représentations sont globales mais ne vérifient pas toutes les conditions aux limites.

La représentation que nous avons choisie est de la forme :

$$\frac{\bar{U}(\eta)}{\bar{U}(0)} = \left\{ \sum_{i=1}^n a_i (1-\eta^{3/2})^i \right\}_{\xi, R_e}$$

ce qui implique que $a_i = a_i(\xi, R_e)$

$$\text{d'où} \quad \frac{d \bar{U}(\eta)}{d \eta} = -\frac{3}{2} \eta^{1/2} \sum_{i=1}^n i a_i (1-\eta^{3/2})^{i-1}$$

La vérification des conditions aux limites impose

$$\begin{aligned} \eta = 0 \quad & \sum_{i=1}^n a_i = 1 & \left(\frac{d \bar{U}(\eta)/\bar{U}(0)}{d \eta} \right)_{\eta=0} &= 0 \\ \eta = 1 \quad & \frac{\bar{U}(1)}{\bar{U}(0)} = 0 & \frac{d \bar{U}(1)/\bar{U}(0)}{d \eta} &= \text{valeur finie non nulle.} \end{aligned}$$

Le calcul de la longueur de mélange conduit à

$$\ell^2 = \frac{4}{9} \cdot \frac{U_p^2 R^2}{\bar{U}(0)^2} \cdot \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^n i a_i (1-\eta^{3/2})^{i-1} \right)^2}$$

et, lorsque η tend vers zéro

$$l^2 \xrightarrow{\eta \rightarrow 0} \frac{U_p^2}{\bar{U}(0)^2} \cdot \frac{R^2}{a_1^2}$$

valeur finie et non nulle, puisque a_1 est lié à la pente du profil de vitesse à la paroi, pente qui n'est ni nulle ni infinie. La représentation choisie vérifie bien les conditions aux limites et il s'agit de déterminer les coefficients a_i sachant que une condition doit être vérifiée obligatoirement, à savoir $\sum_{i=1}^n a_i = 1$

La pente à la paroi étant inconnue, a_1 n'est pas déterminé directement. La détermination des coefficients a_i a été effectuée en utilisant une méthode des moindres carrés, dont les méthodes de calcul sont explicitées dans les ouvrages spécialisés d'analyse numérique tels que *LEGRAS* {43} et *FOX et MAYERS* {44}.

Sur le profil de vitesse, des valeurs η_j sont choisies et à chaque η_j sont associées les valeurs adimensionnelles de la vitesse $U^*(j) = \bar{U}(j)/\bar{U}(0)$

Deux méthodes différentes peuvent être utilisées :

1) La relation $\sum_{i=1}^n a_i = 1$ est ignorée et on espère que les valeurs des couples $U^*(\eta_j)$, η_j , dont l'un vérifie $U^*(0) = 1$, $\eta_j = 0$ vont permettre d'obtenir des coefficients qui vérifient sensiblement la relation. C'est le cas que nous appellerons A, et qui conduit à la résolution du système linéaire:

$$\begin{aligned} \sum_j \bar{U}_j^* (1 - \eta_j^{3/2}) &= a_1 \sum_j (1 - \eta_j^{3/2})^2 + \dots + a_4 \sum_j (1 - \eta_j^{3/2})^5 \\ \sum_j \bar{U}_j^* (1 - \eta_j^{3/2})^2 &= \\ \sum_j \bar{U}_j^* (1 - \eta_j^{3/2})^3 &= \\ \sum_j \bar{U}_j^* (1 - \eta_j^{3/2})^4 &= a_1 \sum_j (1 - \eta_j^{3/2})^5 + \dots + a_4 \sum_j (1 - \eta_j^{3/2})^8 \end{aligned}$$

dans le cas d'un développement limité à quatre termes. Il est à noter que la matrice des coefficients est symétrique.

La relation n'est pas en général vérifiée et, en considérant que le dernier terme de la série a une importance numérique faible dans la valeur numérique de $\bar{U}$, nous le remplaçons par $a'_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} a_i$. C'est le cas que nous appellerons B.

2) La seconde méthode consiste à imposer a priori $a_i = 1$. La fonction $\sum_1 a_i (1 - \eta^{3/2})^i$ devient une fonction composée et l'on doit en tenir compte lors de l'établissement du système, qui devient, par rapport au système précédent un système ayant une équation de moins. Ce système s'écrit, en posant $\omega = 1 - \eta^{3/2}$.

$$\sum_j (U_j^* - \omega_j^4)(\omega_j - \omega_j^4) = a_1 \sum_j (\omega_j - \omega_j^4)(\omega_j - \omega_j^4) + a_2 \sum_j (\omega_j^2 - \omega_j^4)(\omega_j - \omega_j^4) + a_3 \sum_j (\omega_j^3 - \omega_j^4)(\omega_j - \omega_j^4)$$

$$\sum_j (U_j^* - \omega_j^4)(\omega_j^2 - \omega_j^4) = a_1 \sum_j (\omega_j - \omega_j^4)(\omega_j^2 - \omega_j^4) + a_2 \sum_j (\omega_j^2 - \omega_j^4)(\omega_j^2 - \omega_j^4) + a_3 \sum_j (\omega_j^3 - \omega_j^4)(\omega_j^2 - \omega_j^4)$$

$$\sum_j (U_j^* - \omega_j^4)(\omega_j^3 - \omega_j^4) = a_1 \sum_j (\omega_j - \omega_j^4)(\omega_j^3 - \omega_j^4) + a_2 \sum_j (\omega_j^2 - \omega_j^4)(\omega_j^3 - \omega_j^4) + a_3 \sum_j (\omega_j^3 - \omega_j^4)(\omega_j^3 - \omega_j^4)$$

La résolution de ce système conduit au cas C. Ces deux méthodes et ces trois calculs ont été testés dans le cas d'une série à 4 termes et 11 couples U_j , η_j et conduisent aux résultats suivants :

A- 1° Méthode des moindres carrés sans la condition $\sum_1 a_i = 1$	a_1	1,3588	erreur quadratique moyenne $2,008 \cdot 10^{-6}$
	a_2	-0,4159	
	a_3	+0,3772	
	a_4	-0,3183	
	$\sum_{ai}$	=1,0018	

B- 1° Méthode - Condition imposée a postériori	a_1	=1,3588	erreur quadratique moyenne $2,202 \cdot 10^{-6}$
	a_2	= -0,4159	
	a_3	= +0,3772	
	a_4	= -0,3201	
	$\sum_{ai}$	= 1,000	

C - 2° Méthode - Conditions posées
au départ

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 0,13655 \\
 a_2 &= -0,4604 & \text{erreur quadratique} \\
 a_3 &= +0,4627 & \text{moyenne} \\
 a_4 &= -0,3678 & 1,852 \cdot 10^{-6} \\
 \sum a_i &= 1
 \end{aligned}$$

Les deux derniers résultats sont analogues quant aux valeurs des coefficients et à la valeur de l'erreur quadratique moyenne. Cependant, le temps de calcul est augmenté de plus de trois fois en imposant la condition a priori. La première méthode, condition imposée a posteriori sera utilisée.

Il n'existe pas d'algorithme permettant de définir les valeurs de η_j , ni le nombre de couples à utiliser. Nous avons procédé expérimentalement en prenant six profils et en faisant varier le nombre de valeurs de η_j et leur distribution dans l'intervalle

0,1 . L'erreur quadratique moyenne sert de critère de choix. Le nombre de termes de la série a varié de 2 à 8. Les résultats ont permis de définir que le meilleur développement polynomial pour représenter les profils de vitesse moyenne, entre le profil théorique laminaire et les profils turbulents établis, était un développement à cinq termes, avec onze couples $\bar{U}_j, \eta_j$: la distribution des valeurs

η_j étant la suivante :

η : 0,00 0,10 0,20 0,32 0,40 0,60 0,71 0,80 0,87 0,92
0,95

Cette répartition a donc été adoptée pour les mesures et l'erreur quadratique moyenne est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$.

La définition de la série étant réalisée par calcul numérique, la valeur des dérivées est obtenue par passage à la limite

$$\left(\frac{d\bar{U}^*}{d\eta} \right)_{\eta=1} \simeq \lim_{\eta \rightarrow 1} \frac{\Delta \bar{U}^*}{\Delta \eta}$$

et

$$\lim_{\eta \rightarrow 1} \frac{\Delta \bar{U}^*}{\Delta \eta} = \frac{\bar{U}^*(1) - \bar{U}^*(1-\eta)}{\eta}$$

En utilisant cette méthode, le développement polynomial en série a été réalisé sur un profil laminaire théorique. La valeur de la pente obtenue pour $1 - \eta = 5 \cdot 10^{-3}$ est égale à $-1,957$ soit un écart à $+43 \cdot 10^{-3}$ avec la valeur théorique.

Pour $1 - \eta = 10^{-3}$, l'écart devenu égal à $+8 \cdot 10^{-3}$, toujours par excès. La méthode de passage à la limite donne donc une bonne approximation et sera utilisée systématiquement pour le calcul des dérivées. Nous disposons, grâce au développement limité ainsi défini d'un outil qui va nous permettre d'exécuter les calculs nécessaires avec une bonne précision.

En particulier, nous pouvons utiliser trois paramètres liés au profil moyen, la vitesse de frottement, le coefficient de frottement et le paramètre d'accélération.

IV-1.3 - Vitesse de frottement, coefficient de frottement, paramètre d'accélération

La définition de la vitesse de frottement est donnée par :

$$U_p = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

La valeur de $\frac{d\bar{U}^*}{d\eta}$ étant calculée grâce au développement, U_p est défini par

$$U_p = \sqrt{\frac{\nu \bar{U}(0)}{R} \left(\frac{dU^*}{d\eta} \right)_{\eta=1}}$$

La définition du coefficient de frottement C_f est donnée par :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}(0)^2} = \frac{2 U_p^2}{\bar{U}(0)^2}$$

et C_f est calculé directement grâce à la valeur de U_p .

Il est à noter que l'étude du profil moyen, ou de la vitesse pariétale ou du coefficient de frottement conduit au même résultat, puisque ces deux paramètres dérivent de la connaissance du profil moyen.

L'établissement de l'écoulement est caractérisé, ainsi que nous l'avons écrit plus haut par la non variation du profil moyen, donc des deux paramètres U_p et C_f . Du fait des nombres de Reynolds utilisés, si la réorganisation a effectivement lieu, nous pouvons d'une part, comparer le profil moyen avec le profil parabolique de l'écoulement visqueux, soit en comparant directement les valeurs des vitesses adimensionnelles expérimentales avec les vitesses théoriques, pour les mêmes valeurs du paramètre η , soit comparer les coefficients du développement limité à ceux obtenus pour le profil parabolique. Cette méthode est relativement lourde à manipuler. Nous pouvons comparer également les valeurs de U_p ou de C_f avec les valeurs théoriques du profil parabolique et tester ainsi l'écart entre le régime obtenu et le régime souhaité.

La vitesse de frottement rend compte du comportement du profil moyen à la paroi, ainsi que le coefficient C_f . Par contre, le paramètre d'accélération ne rend compte que de l'évolution de la vitesse au centre de l'écoulement. Ce paramètre K , défini par *MORETTI et KAYS* {17}

$$K(x) = \frac{v}{\bar{U}_{ex}} \times \frac{d\bar{U}_{ex}}{dx}$$

ne résulte que du gradient longitudinal de la vitesse au centre, la vitesse à l'extérieur de la couche limite étant la vitesse sur l'axe. En calculant K entre deux sections consécutives de mesure, K s'écrit:

$$K(\xi) = \frac{1}{R_e} \left(\frac{\langle \bar{U} \rangle}{\bar{U}(0)} \right)^2 \times \frac{\Delta \bar{U}(0) / \langle \bar{U} \rangle}{\Delta \xi}$$

Ce paramètre, calculé par les relevés expérimentaux, est inférieur aux valeurs obtenues par *MORETTI et KAYS* mais du même ordre de grandeur. Sa nullité indique la non variation de la vitesse sur l'axe, mais ne permet pas d'affirmer que le reste du profil n'évolue plus. Il est remarquablement adapté à l'étude de la réorganisation inverse par accélération, mais il n'est pas adapté à la réorganisation naturelle de l'écoulement. Aussi, il n'a pas été retenu comme critère d'évolution dans notre cas.

Pour définir la nature du régime établi, il n'est pas possible de séparer l'étude du profil moyen ou des deux paramètres qui s'en déduisent de l'étude de l'intensité de turbulence. Il est en effet concevable d'obtenir, dans certains cas, un profil d'écoulement établi qui soit un profil parabolique sans que pour autant l'écoulement soit laminaire. Il faut donc s'assurer que l'intensité de turbulence est nulle ou du moins très faible pour conclure à

l'existence d'un régime visqueux. Notre appareillage ne nous permet pas d'obtenir les valeurs de v' et w' mais nous savons que dans tous les cas, dont nous avons à nous occuper, la relation d'ordre $u' > w' > v'$ est généralement vérifiée. Si nous avons alors un profil moyen parabolique, u' nul ou très faible, nous pourrions conclure quant à la nature de l'écoulement en cours d'établissement. La même condition doit être réalisée si nous obtenons des valeurs de U_p et de C_f correspondant au régime laminaire, car ces phénomènes proviennent du profil moyen et non de mesure directe.

IV-2 - PARAMETRES GLOBAUX DE L'ECOULEMENT

Ces paramètres sont au nombre de deux, le facteur de forme H et le coefficient d'énergie cinétique α_p .

IV-2.1 - Facteur de forme

Dans le cas d'un écoulement sur une plaque plane, le facteur de forme H est le rapport de l'épaisseur de déplacement δ_1 à l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 . Par analogie, dans un écoulement en conduite, δ_1 représente la longueur dont il faudrait réduire le rayon de celle-ci pour que le même débit Q_v continue d'y transiter, le fluide étant parfait et l'écoulement ayant lieu à une vitesse qui serait celle existant à l'extérieur de la couche limite aérodynamique. Dans le cas de l'écoulement développé dans une conduite circulaire, les couches limites se sont rejointes sur l'axe de la conduite et la vitesse à considérer est la vitesse maximale de l'écoulement. Egalement par analogie, avec le phénomène sur une plaque plane, l'épaisseur δ_2 représente la longueur dont il faudrait réduire le rayon de la conduite pour que le flux de quantité de mouvement reste constant, la vitesse étant uniforme, égale à la vitesse maximale de l'écoulement, le débit masse étant conservé visqueux.

A partir de ces définitions, les grandeurs δ_1 et δ_2 sont données par les relations suivantes

$$\delta_{1/R} = 1 - \sqrt{2 \int_0^1 \bar{U}(\eta)/\bar{U}(0) \eta d\eta}$$

$$\delta_{2/R} = 1 - \sqrt{1 - 2 \int_0^1 \bar{U}(\eta)/\bar{U}(0) [1 - \bar{U}(\eta)/\bar{U}(0)] \eta d\eta}$$

ce qui permet le calcul de H.

Le calcul de la valeur numérique de H a été effectué dans deux cas de régimes différents : laminaire et turbulent développé avec un profil de vitesse approché par une loi en puissance

	$\delta_{1/R}$	$\delta_{2/R}$	H
Régime laminaire	0,2929	0,089	3,28
Régime turbulent	0,097	0,027	3,59

Contrairement aux résultats obtenus dans le cas d'un écoulement sur une plaque plane, où H varie entre 2,59 et 1,25 pour le régime laminaire (BLASIUS) et le régime turbulent, le facteur de forme est toujours supérieur à 3 et ne varie que fort peu : toute erreur de mesure, toute imprécision dans le calcul de H prend une telle importance qu'elles peuvent dissimuler l'évolution réelle. Cette crainte a été vérifiée lors du dépouillement. D'ailleurs, δ_1 et δ_2 n'ont de véritable sens que dans le cas où il existe un écoulement extérieur. Pour ces différentes raisons, le facteur de forme H n'a pas été utilisé.

IV-2.2 - Coefficient d'énergie cinétique

Le bilan énergétique de la turbulence est donnée par une équation comportant tous les termes de la turbulence. Prenons cette équation sous la forme proposée par OKWUOBI et AZAD [45]. Elle s'écrit :

$$I + II + III + IV + V = 0$$

$$I = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\bar{U}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\bar{q}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) + \frac{\bar{V}}{\langle \bar{U} \rangle} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\bar{q}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) \right)$$

terme de convection par l'écoulement moyen.

$$II = \frac{1}{2\eta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\overline{\left(\eta \left(\frac{\bar{u}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) \left(\frac{\bar{q}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} + \frac{2p}{\rho \langle \bar{U} \rangle^2} \right) \right)} \right] + \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\overline{\left(\eta \left(\frac{\bar{v}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) \left(\frac{\bar{q}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} + \frac{2p}{\rho \langle \bar{U} \rangle^2} \right) \right)} \right] \right\}$$

terme de diffusion convective par l'influence de l'énergie cinétique turbulente et de la pression fluctuante.

$$III = \left[\left(\frac{\bar{w}}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\bar{U}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) + \left(\frac{\bar{w}^2 - \bar{v}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\bar{U}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) + \frac{\bar{w}}{\langle \bar{U} \rangle^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\bar{V}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{\eta} \left(\frac{\bar{V}}{\langle \bar{U} \rangle} \right) \left(\frac{\bar{w}^2 - \bar{v}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) \right]$$

production de turbulence

$$IV = - \left(\frac{1}{2Re} \left\{ \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\bar{q}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) \right] + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left(\frac{\bar{q}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \right) \right\} + \frac{\partial R}{\langle \bar{U} \rangle^3} \frac{\overline{\partial u_i \partial u_j}}{\partial x_i \partial x_j} \right)$$

dissipation par travail des forces visqueuses.

$$V = \frac{\eta}{R} \frac{\mathcal{E}}{\langle \bar{U} \rangle^3}$$

$$\text{avec} \quad \mathcal{E} = \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}$$

L'énergie totale dans une section est alors obtenue en intégrant cette équation. L'énergie due aux termes moyens dans le temps s'écrit sous une forme analogue, le nombre de termes étant moins grand. L'énergie totale dans une section est la somme des deux intégrations de ces équations. Il apparaît immédiatement

qu'il est extrêmement difficile de faire apparaître la charge moyenne ainsi que le coefficient d'énergie cinétique à partir de ces équations, bien que cette méthode soit très rigoureuse. Nous avons alors défini la charge moyenne et le coefficient d'énergie cinétique en utilisant la méthode classique de calcul de ces paramètres, sachant que nous sommes moins rigoureux.

Dans un écoulement en conduite, à une position ξ donnée et à nombre de Reynolds fixé, il existe pour un filet fluide une charge $\mathcal{H}(\eta, \xi, Re)$ définie par :

$$\mathcal{H}(\eta, \xi, Re) = \frac{P(\eta, \xi, Re)}{\rho g} + \frac{|\vec{V}(\eta, \xi, Re)|^2}{2g}$$

Dans une section droite, la charge moyenne est définie par

$$\langle \mathcal{H}(\xi, Re) \rangle = \frac{1}{Q_v} \iint_{(s)} \{ \mathcal{H}(\eta, \xi, Re) \vec{V}(\eta, \xi, Re) \vec{n} \} d\Delta$$

$\vec{n}$ étant la normale à la section considérée.

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{H}(\xi, Re) \rangle = & \frac{\iint_{(s)} P(\eta, \xi, Re) / \rho g \times \vec{V}(\eta, \xi, Re) \vec{n} d\Delta}{\iint_{(s)} \vec{V}(\eta, \xi, Re) \vec{n} d\Delta} \\ & + \frac{\iint_{(s)} |\vec{V}(\eta, \xi, Re)|^2 \vec{V}(\eta, \xi, Re) \vec{n} d\Delta}{\iint_{(s)} \vec{V}(\eta, \xi, Re) \vec{n} d\Delta} \end{aligned}$$

Si nous faisons l'hypothèse que dans une section droite de la conduite, la pression ne varie pas, ce qui revient à admettre que la section droite est normale aux lignes de courant, le premier terme du second membre se simplifie en :

$$\frac{\iint_{(s)} P / \rho g \vec{V} \vec{n} d\Delta}{\iint_{(s)} \vec{V} \vec{n} d\Delta} = \frac{P(\xi, Re)}{\rho g}$$

Calculons le second terme. Les composantes de $\vec{V}$ sont $(\bar{U} + u)$ suivant x , $(\bar{V} + v)$ suivant r et w suivant θ . Donc

$$\vec{V}^2(\eta, \xi, Re) = (\bar{U} + u)^2 + (\bar{V} + v)^2 + w^2$$

$\vec{n}$ a comme composante (1.0.0) donc $\vec{V} \cdot \vec{n}$ est un scalaire de valeur $\bar{U} + u$.

Le second terme du second membre s'écrit :

$$\frac{1}{\iint_{(s)} (\bar{U} + u) d\Delta} \times \frac{1}{2g} \iint_{(s)} \left\{ (\bar{U} + u)^2 + (\bar{V} + v)^2 + w^2 \right\} (\bar{U} + u) d\Delta$$

Si nous prenons la moyenne temporelle de la charge moyenne d'une section,

$$\langle \bar{\mathcal{L}}(\xi, Re) \rangle = \frac{\bar{P}(\xi, Re)}{Pg} + \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle} \times \frac{1}{2g} \iint_{(s)} \left[\bar{U}^3 + \bar{U} \bar{V}^2 + \bar{U} \bar{q} + 2\bar{u}^2 \bar{U} + 2\bar{u} \bar{v} \bar{V} + \bar{u} \bar{q} \right] d\Delta$$

et si nous posons par définition que :

$$\langle \bar{\mathcal{L}}(\xi, Re) \rangle = \frac{\bar{P}(\xi, Re)}{Pg} + \alpha_T \frac{\langle \bar{U} \rangle^2}{2g}$$

α_T étant le coefficient d'énergie

cinétique : il apparaît que α_T est égal à

$$\alpha_T = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} \left[\bar{U}^3 + \bar{U} \bar{V}^2 + \bar{U} \bar{q} + 2\bar{u}^2 \bar{U} + 2\bar{u} \bar{v} \bar{V} + \bar{u} \bar{q} \right] d\Delta$$

et α_T peut se décomposer en $\alpha_T = \alpha_p + \alpha_t$, avec

$$\alpha_p = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} \bar{U}^3 \left(1 + \frac{\bar{V}^2}{\bar{U}^2} \right) d\Delta$$

coefficient d'énergie cinétique permanent et

$$\alpha_t = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} (\bar{U} \bar{q} + 2 \bar{u}^2 \bar{U} + 2 \bar{u} \bar{v} \bar{V} + \bar{u} \bar{q}) d\Delta$$

coefficient d'énergie cinétique dûe aux termes turbulents. Ce coefficient lui-même peut se décomposer en somme de

$$\alpha_{tu} = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} (3 \bar{U} \bar{u}^2 + \bar{u}^3) d\Delta$$

$$\alpha_{tv} = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} (\bar{U} \bar{v}^2 + 2 \bar{u} \bar{v} \bar{V} + \bar{u} \bar{v}^2) d\Delta$$

et

$$\alpha_{tw} = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} (\bar{U} \bar{w}^2 + \bar{u} \bar{w}^2) d\Delta$$

α_{tu} , α_{tv} , α_{tw} étant les contributions des composantes u, v, w au coefficient d'énergie cinétique turbulent. Naturellement

α_p , α_T , α_t sont fonction de ξ et de Re.

Il est difficile de faire des simplifications à partir des ordres de grandeur. Cependant, l'expérience a montré que $\bar{V}$ était très petit, inférieur à 10^{-3} , ce qui autorise à écrire $\bar{U}$ que :

$$\alpha_p \simeq \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(s)} \bar{U}^3 d\Delta$$

Il est en outre probable que, pour la même raison le terme $2\bar{u}\bar{v}\bar{V}$ de α_{tv} est négligeable.

La définition de α_p est identique à celle du coefficient d'énergie cinétique, lorsqu'on ne considère que le mouvement moyen. Donc α_p peut théoriquement varier de 1,1 à 2 suivant la nature du régime de l'écoulement. C'est un paramètre qui, par sa variation, indique la réorganisation de l'écoulement et qui, en outre indique si le régime final est ou non visqueux.

L'expérience nous a conduit à retenir ce paramètre comme critère du phénomène étudié.

Nous avons maintenant un montage expérimental qui répond au but assigné, un appareillage de mesures adapté et un certain nombre de paramètres de l'écoulement qui peuvent être utilisés comme critères de réorganisation. Le chapitre III va donner les résultats physiques de l'expérimentation.

dans la suite de l'étude.

ainsi qu'au centre de l'écoulement. Aussi, nous l'abandonnerons ne pas rendre compte exactement des profils au voisinage des parois

ETUDE DES PROFILS DE LA COMPOSANTE LONGITUDINALE MOYENNE DANS

LE TEMPS DE LA VITESSE

HEAD {22}.

Pour une section d'abscisse réduite pour un nombre de Reynolds fixé, le profil de la composante longitudinale moyenne de la vitesse est une fonction de η . Afin de ne pas être contraint de représenter la variation simultanée des trois paramètres, nous allons d'abord fixer un nombre de Reynolds de façon à considérer l'évolution du profil pour un écoulement donné.

: uation p

Fixons le nombre de Reynolds à 1450. L'étude porte alors sur la variation de $\bar{U}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ en fonction de η et ξ . La figure 2 montre l'évolution des profils (η variant de 0 à 1) pour les différentes valeurs de ξ . La figure 1 montre l'évolution des profils par la loi logarithmique. La figure 3, complémentaire de la figure 2, montre l'évolution des profils ξ variant de ξ_f à ξ pour les différentes valeurs de η utilisées. Nous étudions en premier l'évolution de la composante longi-

Le comportement des courbes $\bar{U}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ en fonction de ξ

montre que si η est inférieur à une valeur η_f , ces courbes sont monotones croissantes, pour η égal à η_f , la valeur $\bar{U}(\eta_f) / \langle \bar{U} \rangle$ est indépendante de ξ et que les courbes sont monotones décroissantes pour η supérieur à η_f . Le nombre de Reynolds, Re.

adimensionnels, η et ξ et le paramètre caractéristique de l'écoulement, nous pouvons en conclure qu'il y a évolution des profils dans la conduite aval en fonction de deux paramètres géométriques. Nous allons analyser, dans ce chapitre, l'évolution des vitesses vers les valeurs théoriques d'un profil parabolique. Ces valeurs sont indiquées sur la partie droite de la figure 3. D'autre part, le régime établi n'est pas encore atteint pour la valeur maximale de ξ

La valeur de η_f de η correspond à un cylindre de l'écoulement dont la vitesse reste constante au cours de la réorganisation. Le volume cylindrique intérieur correspond à la zone en accélération, le volume extérieur à la zone en décélération. Dans le cas de la

FIG. 1

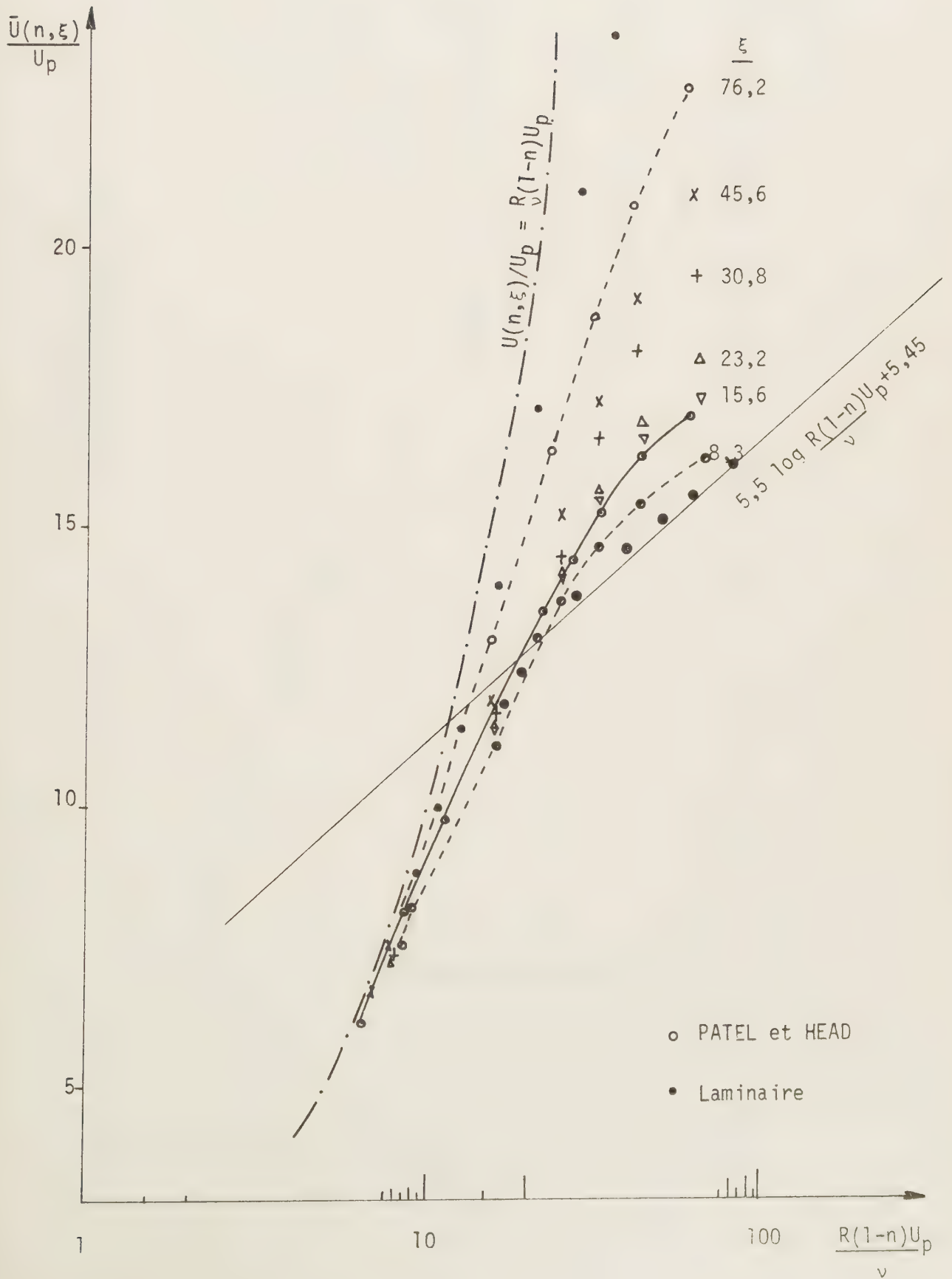


FIG. 2

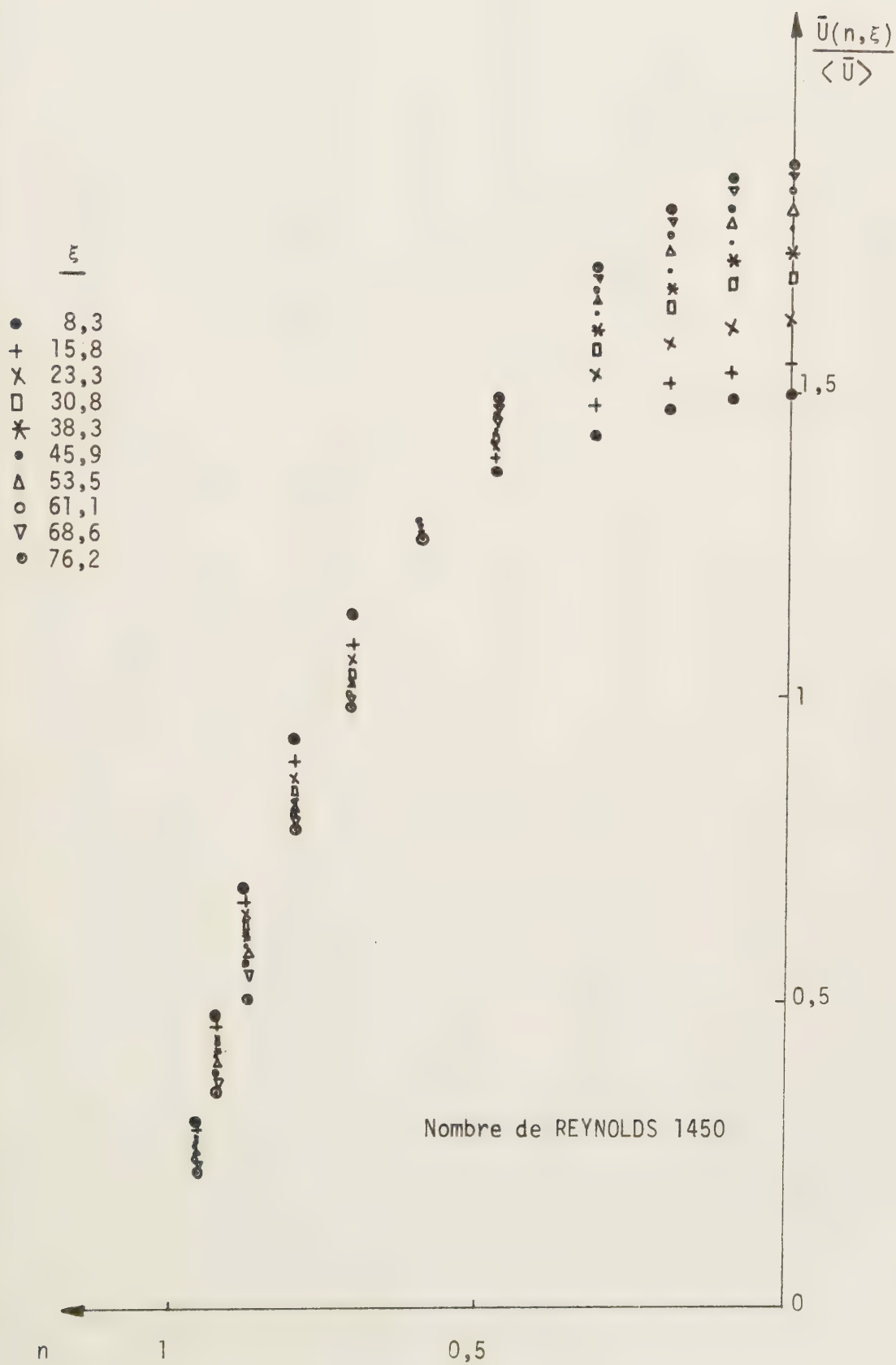


FIG. 3

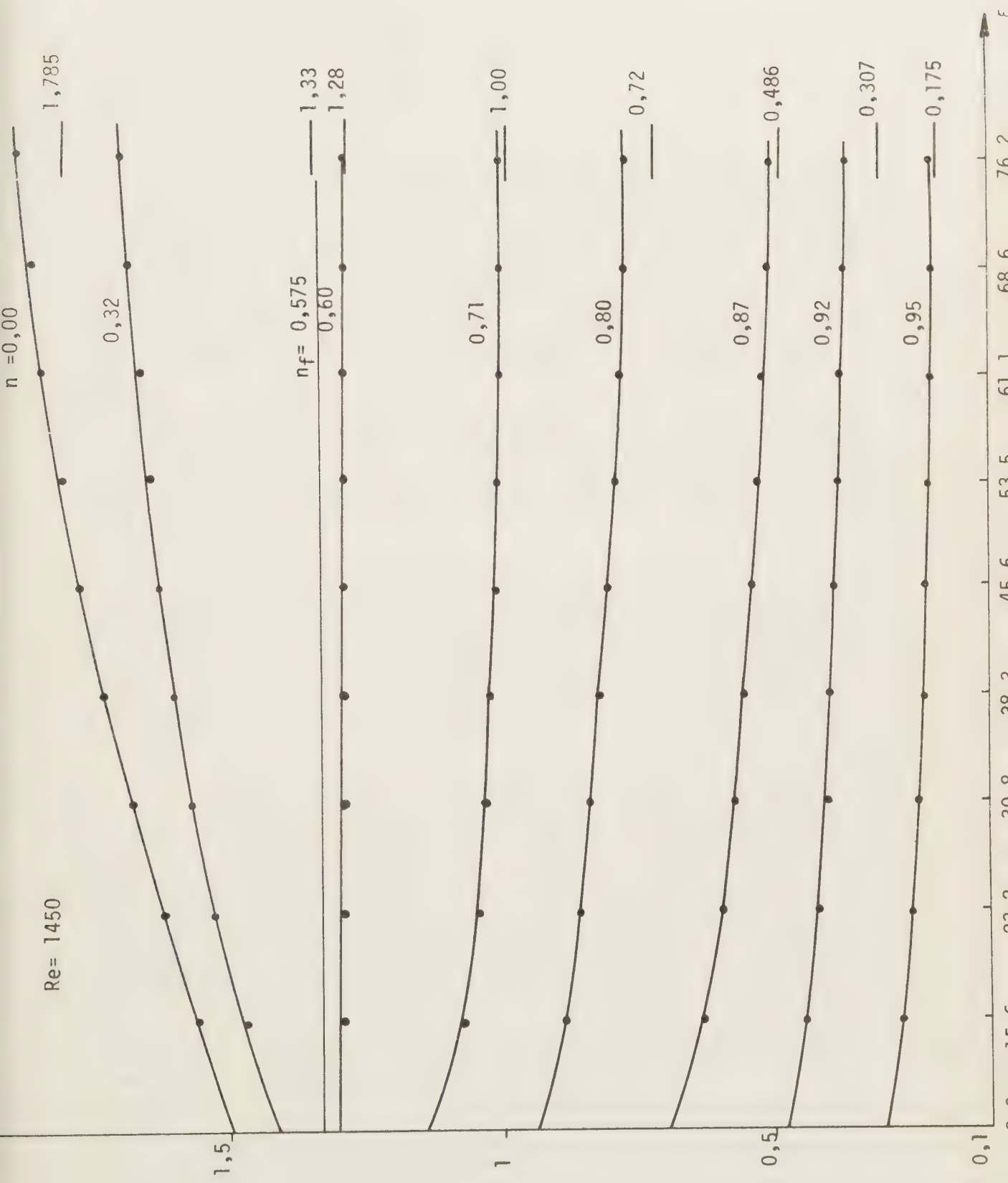


figure 3, η vaut 0,575.

Le nombre de Reynolds varie dans une plage comprise entre 1200 et 1900. Quelque soit la valeur de ce paramètre, l'évolution des profils est de même nature, traduisant un retour vers un régime où les forces de viscosité sont prépondérantes sur les forces d'inertie. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne un resserrement des valeurs de $\bar{U}(\eta, \xi)_{\xi=\xi_0} / \langle \bar{U} \rangle$ autour de la valeur correspondant à $\bar{U}(\eta_f) / \langle \bar{U} \rangle$.

En particulier, les valeurs de $\bar{U}(0, \xi)_{\xi=0} / \langle \bar{U} \rangle$ décroissent lorsque le nombre de Reynolds croît. Ce phénomène est sensible sur la longueur nécessaire à l'obtention du régime stable, longueur qui croît avec le nombre de Reynolds.

SILBUKIN {26} et LAUFER {27} ont donné des profils de réorganisation pour des nombres de Reynolds différents. En comparant leurs résultats, en particulier pour l'évolution de $\bar{U}(0, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ il apparaît (figure 4) que l'évolution en ξ est analogue, bien que les rapports D/d soient différents.

La courbe obtenue par SILBUKIN pour un nombre de Reynolds de 1200 est légèrement au-dessus de celle que nous avons obtenue. Pour $\xi = \xi_0$ les deux courbes sont confondues mais pour $\xi = \xi_{10}$ la valeur du rapport $\bar{U}(0, \xi_{10}) / \langle \bar{U} \rangle$ vaut 1,96 pour SILBUKIN et 1,93 dans notre expérimentation, ce qui montre que la réorganisation est légèrement plus rapide dans l'expérimentation de cet auteur.

Pour un nombre de Reynolds de 1800, la courbe de SILBUKIN et celle de notre expérimentation sont confondues.

LAUFER ne rend compte que d'une expérimentation effectuée pour un nombre de Reynolds de 1380. L'évolution de $\bar{U}(0, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ est analogue à celles obtenues par SILBUKIN et nous-même, mais la courbe se situe en-dessous, les valeurs étant plus faibles.

η_f croît avec le nombre de Reynolds (*figure 5*). Ce phénomène est prévisible. L'évolution des profils de vitesse étant continue vers le profil parabolique, l'intersection de celui-ci avec un profil en réorganisation donne la valeur de η_f . Plus le nombre de Reynolds est grand, plus le profil initial est aplati, donc plus la valeur de η_f est grande. Ceci

est vérifié en comparant pour chaque nombre de Reynolds la valeur expérimentale du rapport $\frac{\bar{U}(\eta_f)}{\langle \bar{U} \rangle}$ avec la valeur théorique

$$\frac{\bar{U}(\eta_f)}{\langle \bar{U} \rangle} = 2 (1 - \eta_f^2)$$

La *figure 5* montre en fonction du nombre de Reynolds, les points expérimentaux et les points théoriques. Ces points sont bien confondus. Nous considérerons désormais que la valeur de $\bar{U}(\eta_f)/\langle \bar{U} \rangle$ est donnée par cette relation.

I.2 - LONGUEUR MINIMALE D'ETABLISSEMENT

En supposant que la loi d'évolution des rapports $\bar{U}(0, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ reste la même jusqu'à ce que le régime soit établi, nous pouvons estimer une valeur ξ_ℓ correspondant à l'établissement. Cette longueur n'est en fait qu'une longueur minimale, car l'évolution se ralentit probablement lorsque l'écart avec le profil établi diminue. La *figure 6* montre l'évolution de ξ_ℓ avec le nombre de Reynolds en posant à priori que ξ_ℓ est telle que :

$$\bar{U}(0, \xi_\ell) / \langle \bar{U} \rangle = 2$$

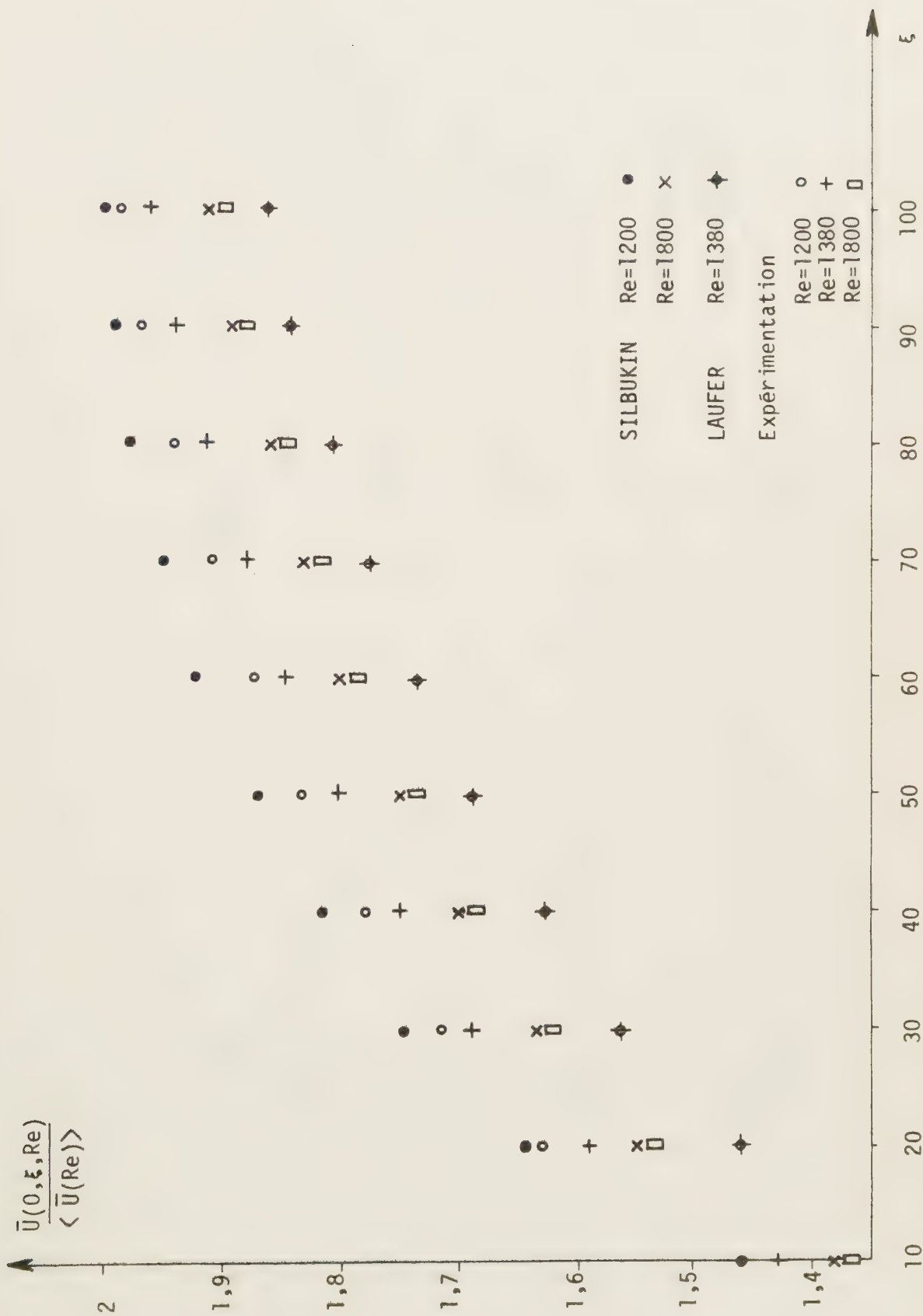


FIG. 5

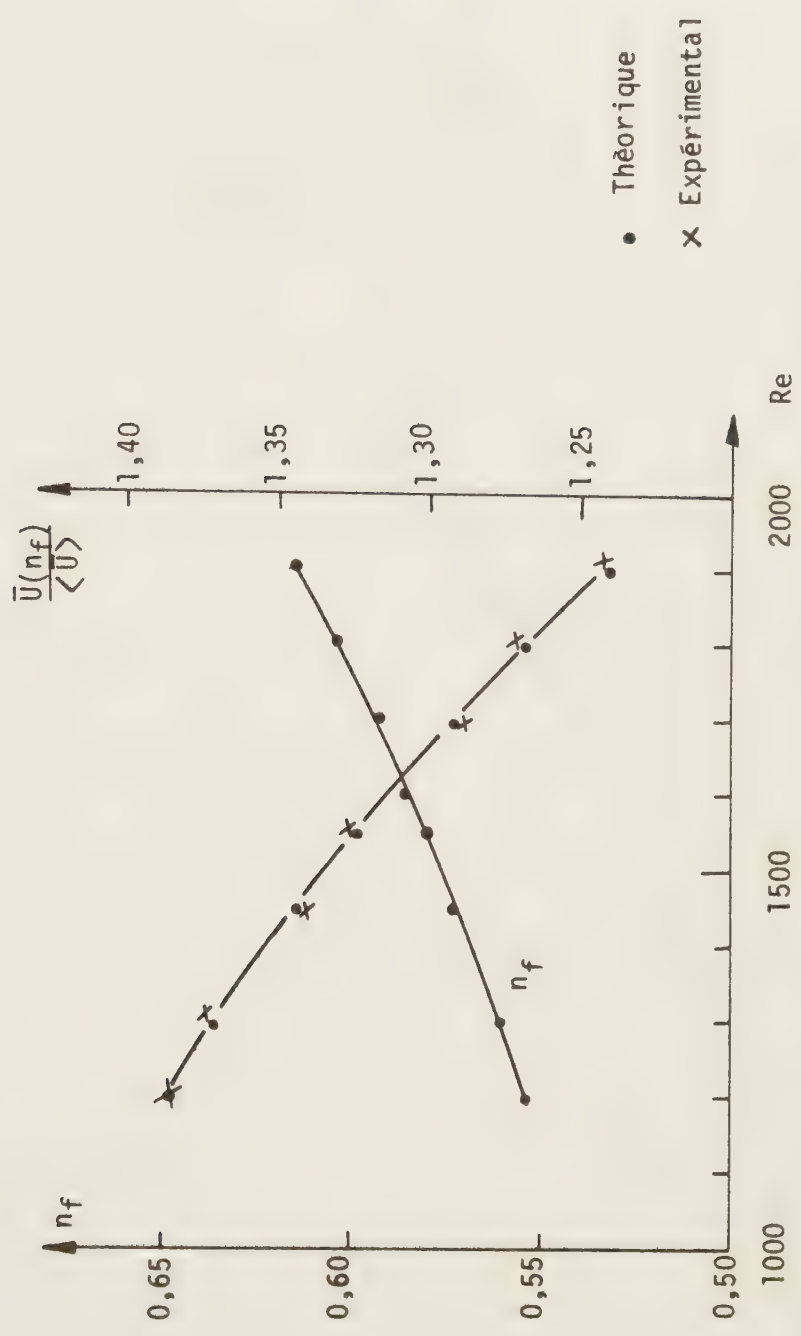
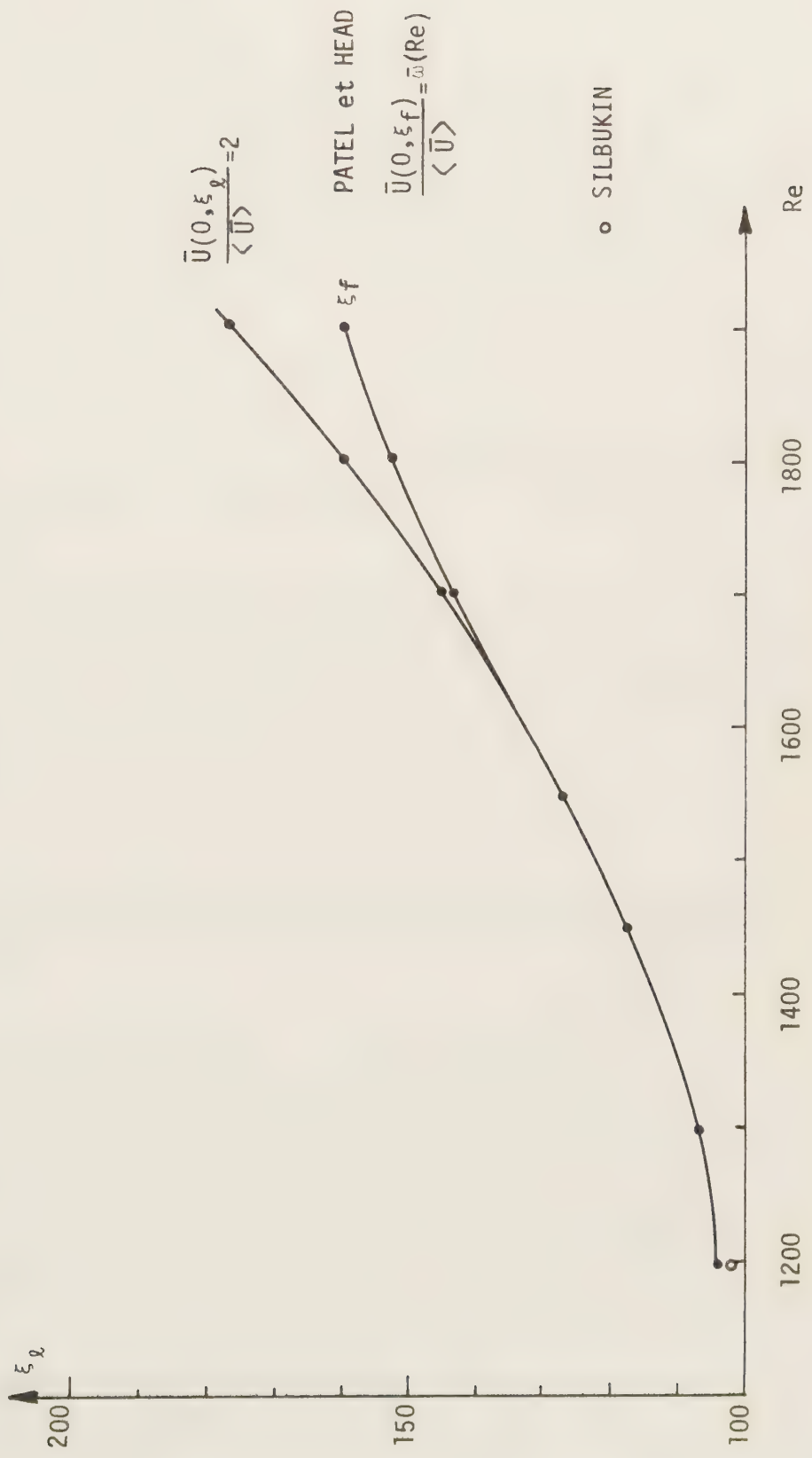


FIG. 6



PATEL et HEAD {12} ont montré que le rapport de la vitesse moyenne à la vitesse maximale cesse d'être égal à 0,5 pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1700 (chapitre I, figure 1), bien que l'intensité de turbulence soit encore négligeable jusqu'au nombre de Reynolds 1900. En suivant ce résultat, le régime peut donc être établi pour un rapport

$$\bar{U}(0, \xi_\ell) / \langle \bar{U} \rangle$$

inférieur à 2. Les valeurs de ξ_ℓ obtenues dans ce cas sont représentées par la courbe inférieure de la figure 6.

La longueur d'établissement varie de 104 diamètres à 160 diamètres pour des nombres de Reynolds variant de 1200 à 1900, ce qui rejoint les indications de SILBUKIN et LAUFER, qui indiquent que la longueur d'établissement est une fonction croissante du nombre de Reynolds.

I.3 - ETUDE DES PROFILS DE LA COMPOSANTE RADIALE MOYENNE DANS LE TEMPS DE LA VITESSE

La vitesse radiale $\bar{V}$ ou la vitesse réduite $\frac{\bar{V}}{\langle \bar{U} \rangle}$ est fonction des trois paramètres η, ξ et Re ; aussi, nous fixons, comme dans le cas de la composante longitudinale, le nombre de Reynolds, pour étudier, en fonction de ξ , les profils $\bar{V}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ au cours de la réorganisation de l'écoulement. $\bar{V}(\eta, \xi)$ est définie par :

$$\frac{\bar{V}(\eta, \xi)}{\langle \bar{U} \rangle} = \frac{-1}{2\eta} \int_0^\eta \eta \frac{\delta(\bar{U}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle)}{\delta \xi} d\eta$$

Il apparaît immédiatement que la fonction

$$\frac{\delta \bar{U} / \langle \bar{U} \rangle}{\delta \xi}$$

n'est connue que par valeur numérique et est représentée par :

$$\frac{\Delta(\bar{U}(\eta, \xi_i) / \langle \bar{U} \rangle)}{\Delta \xi_i} = \frac{[\bar{U}(\eta, \xi_{i+1}) - \bar{U}(\eta, \xi_i)]}{\langle \bar{U} \rangle (\xi_{i+1} - \xi_i)}$$

Nous savons que l'écoulement est axisymétrique et qu'à la paroi, la vitesse longitudinale est nulle, ce qui donne deux valeurs exactes de $\bar{V} / \langle \bar{U} \rangle$

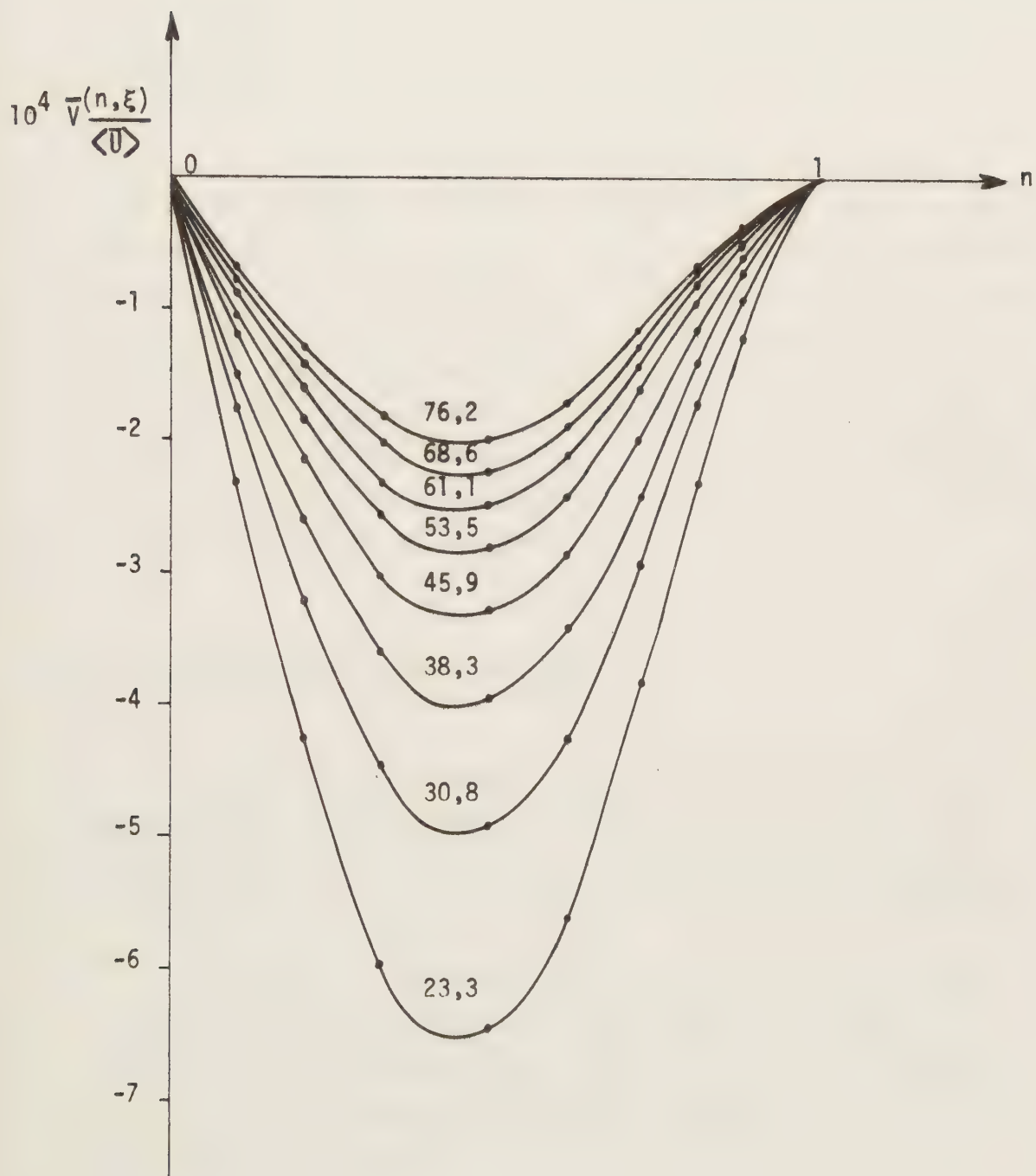
$$\frac{\bar{V}(0, \xi)}{\langle \bar{U} \rangle} = \frac{\bar{V}(1, \xi)}{\langle \bar{U} \rangle} = 0$$

Dans toutes les sections de mesure (*figure 7*), $\bar{V}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ est négatif, montrant qu'il y a transfert vers le centre : on constate en effet un accroissement de la vitesse au centre aux dépens de la vitesse au voisinage de la paroi.

Le rapport $\bar{V}(\eta, \xi) / \bar{U}(\eta, \xi)$ est très petit. Sa valeur maximale obtenue pour ξ_3 et $\eta = 0,43$ vaut $-4,35 \cdot 10^{-4}$. La valeur de la vitesse radiale est égale en ce point à $-0,0217$ cm/s. Nous pouvons donc toujours considérer que $\bar{V}$ est un infiniment petit par rapport à $\bar{U}$.

Le comportement des profils de vitesse radiale est le même quelque soit le nombre de Reynolds et le rapport $\bar{V}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ reste infiniment petit par rapport à $\bar{U}(\eta, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$, de l'ordre de 10^{-4} , ce qui indique cependant que $|\bar{V}(\eta, \xi)|$ croît avec le nombre

FIG. 7



de Reynolds.

Il est à noter que, quelque soit le nombre de Reynolds, le maximum de $|\bar{V}(\eta, \xi)|$ est dans la plage de variation de η compris entre 0,4 et 0,5.

D'autre part, la valeur absolue de la vitesse radiale croît avec le nombre de Reynolds et son maximum est dans l'intervalle 0,4 — 0,5 des valeurs de η . La vitesse radiale ne peut être considérée que comme un critère de régime établi et non de la nature de celui-ci. Ce critère peut être considéré comme plus précis que la coïncidence des profils longitudinaux de vitesse puisqu'il fait intervenir le gradient longitudinal de celui-ci, mais présente l'inconvénient d'être difficile à faire apparaître et de résulter de calculs portant déjà sur le gradient longitudinal de la composante longitudinale de la vitesse.

I.4 - PARAMETRES LOCAUX DE L'ECOULEMENT

Ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre II, les paramètres locaux de l'écoulement sont U_p , C_f et K . Les deux premiers paramètres découlent directement du profil moyen puisqu'ils sont calculés en utilisant le développement polynomial le représentant.

La figure 8 présente la variation de $U_p / \langle \bar{U} \rangle$ pour les différentes valeurs de ξ et pour chaque nombre de Reynolds. Il apparaît que le comportement des courbes $U_p(\xi) / \langle \bar{U} \rangle$ en fonction de ξ , à nombre de Reynolds constant est identique, quelle que soit la valeur de ce paramètre.

Les courbes sont continues, monotones décroissantes. La décroissance est importante pour les premières valeurs de ξ puis le gradient $\delta U_p / \langle \bar{U} \rangle / \delta \xi$ diminue en valeur absolue. U_p n'est calculé que sur le gradient radial de la composante continue longitudinale de la vitesse et nous pouvons calculer la valeur théorique de $U_p / \langle \bar{U} \rangle$ lorsque l'écoulement est laminaire par la relation :

$$\frac{U_p}{\langle \bar{U} \rangle} = \sqrt{\frac{8}{Re}}$$

En prenant pour chaque nombre de Reynolds, la valeur théorique ainsi définie, il est possible de déterminer une longueur d'établissement ξ'_ℓ telle que

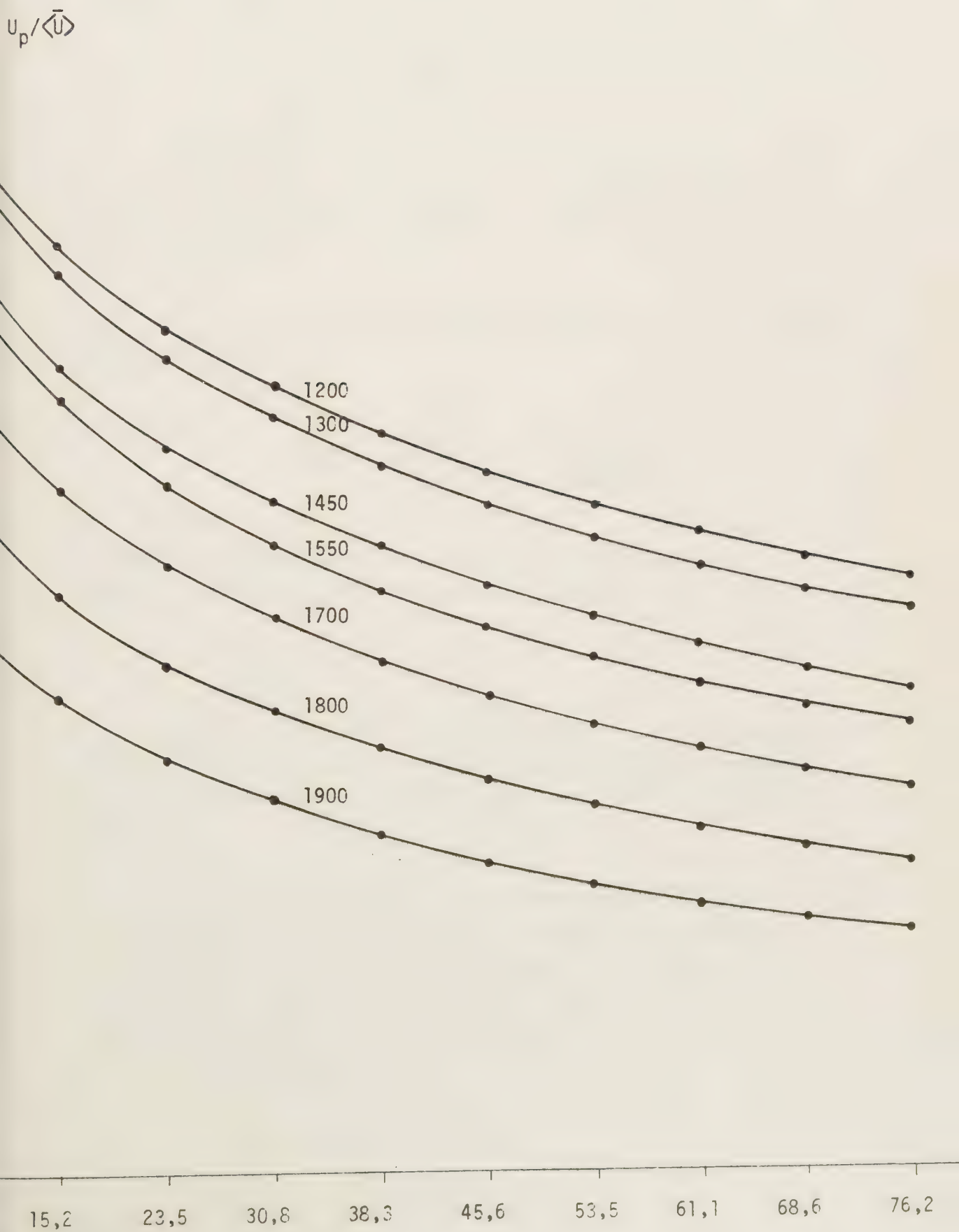
$$\frac{U_p(\xi'_\ell, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} = \sqrt{\frac{8}{Re}}$$

La comparaison des valeurs ξ'_ℓ avec les valeurs ξ_ℓ précédemment obtenues est bonne.

Le rapport $U_p / \bar{U}(0, \xi)$ tient compte de l'évolution simultanée de U_p et de $\bar{U}(0, \xi)$. La figure 9 représente les variations de ce rapport

Les variations de $U_p(\xi) / \bar{U}(0, \xi)$ présentent le même caractère de continuité et de monotonie que les fonctions $U_p(\xi) / \langle \bar{U} \rangle$ avec une forte décroissance pour les faibles valeurs de ξ qui correspondent simultanément à un fort gradient négatif de U_p et à un fort gradient positif de $\bar{U}(0, \xi)$.

FIG. 8



D'autre part, le calcul de $U_p/\bar{U}(0)$ pour le régime théorique laminaire est donné par la relation

$$\frac{U_p}{\bar{U}(0)} = \sqrt{\frac{2}{Re}}$$

Pratiquement, la variation de $U_p/\bar{U}(0, \xi)$ peut également être choisie comme critère d'établissement et de nature du régime, mais présente l'inconvénient de nécessiter la connaissance de la variation de $\bar{U}(0, \xi)$.

Le coefficient de frottement C_f , dans le cas d'un écoulement fonction de ξ s'écrit

$$C_f(\xi) = \frac{\tau_p(\xi)}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}(0, \xi)^2} = 2 \left[\frac{U_p(\xi)}{\bar{U}(0, \xi)} \right]^2$$

et peut être directement obtenu à partir des courbes de la *figure 9*. Sa valeur théorique en régime laminaire est

$$C_f = 4/Re$$

Cette relation fournit un moyen simple de tester l'écart entre la valeur de $C_f(\xi)$ et sa valeur finale théorique, montrant ainsi que C_f peut être également choisi comme critère d'établissement.

Les paramètres U_p et C_f sont de même nature, étant liés au comportement du profil de vitesse à la paroi. U_p nécessite moins de connaissances de l'écoulement que C_f et serait par conséquent plus aisé à utiliser, mais le choix entre U_p et C_f repose surtout sur la nature du problème qui peut être posé lors de la réorganisation.

Le paramètre d'accélération K est défini par

$$K(\xi) = \frac{1}{Re} \left[\frac{\langle \bar{U} \rangle}{\bar{U}(0, \xi)} \right]^2 \frac{\Delta \bar{U}(0, \xi) / \langle \bar{U} \rangle}{\Delta \xi}$$

et il peut, pour un nombre de Reynolds fixé, être calculé pour chaque section ξ_1 .

Les variations de K sont représentées sur la *figure 10* à partir de la valeur de ξ_3 , valeur pour laquelle l'influence du divergent ne se fait plus sentir.

La courbe montre que la fonction $K(\xi)$ est une fonction continûment décroissante et que pour ξ fixé, la valeur de K diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Aucune des valeurs de K n'atteint la valeur critique K_c définie par *MORETTI et KAYS* {17}, égale à $3 \cdot 10^{-6}$. En effet, l'accélération de la vitesse au centre de l'écoulement est une accélération naturelle dont nous ne sommes pas maître, mais il est à noter que les valeurs du paramètre d'accélération sont cependant du même ordre de grandeur que celles observées dans les techniques d'accélération artificielle, même si elles sont inférieures. Dans tous les cas, les valeurs obtenues dans l'expérimentation, interprétées comme *MORETTI et KAYS* l'ont fait, indique que la réorganisation existe, même si elle est plus lente que celle obtenue par les méthodes impulsioneelles.

Naturellement, la nullité de K exprime l'établissement du régime et les longueurs nécessaires, calculées à partir de l'extrapolation des courbes représentant $K(\xi)$ en fonction de ξ conduisent aux mêmes valeurs que ξ_ℓ

$\bar{U}(0, \xi)$

FIG. 9

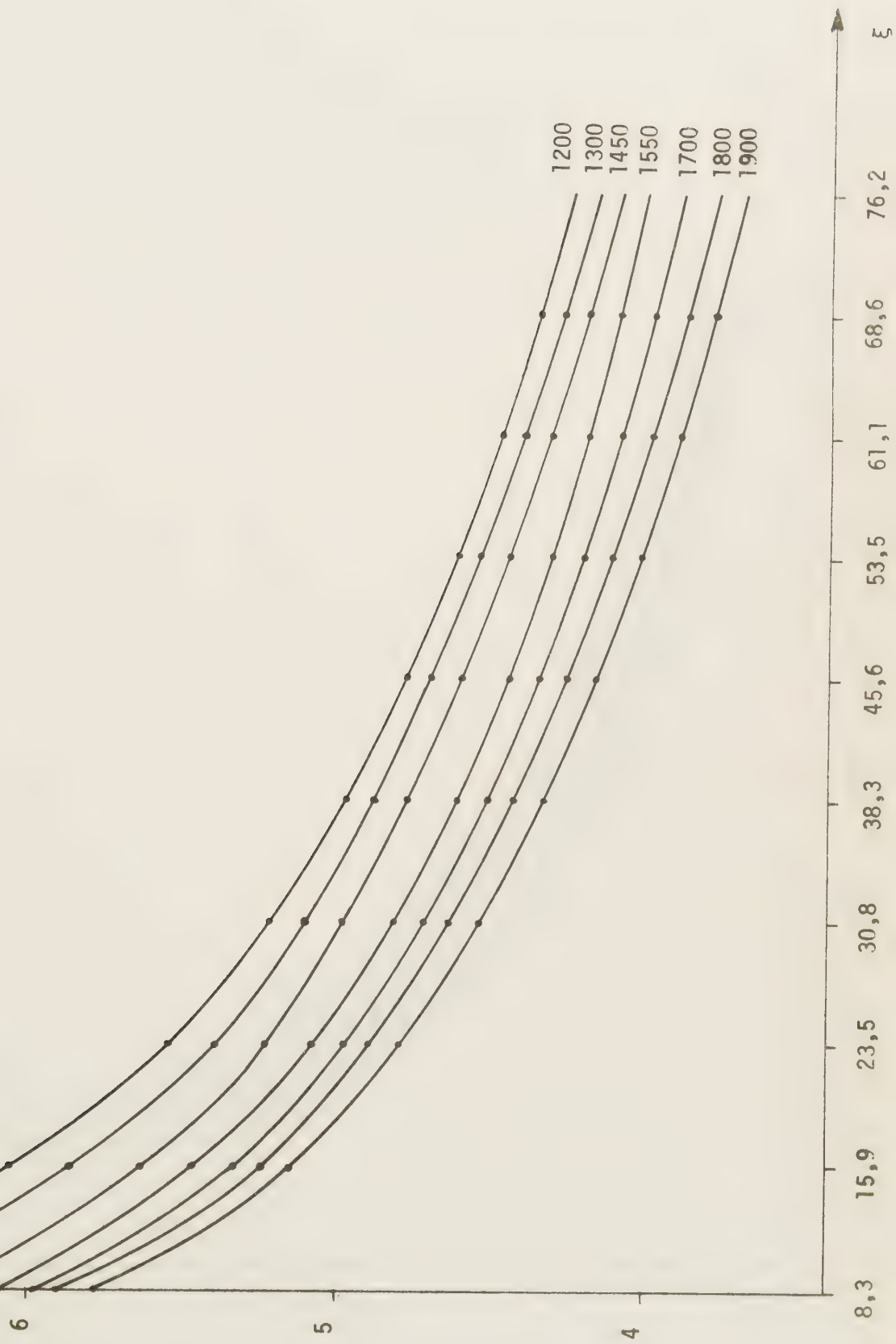
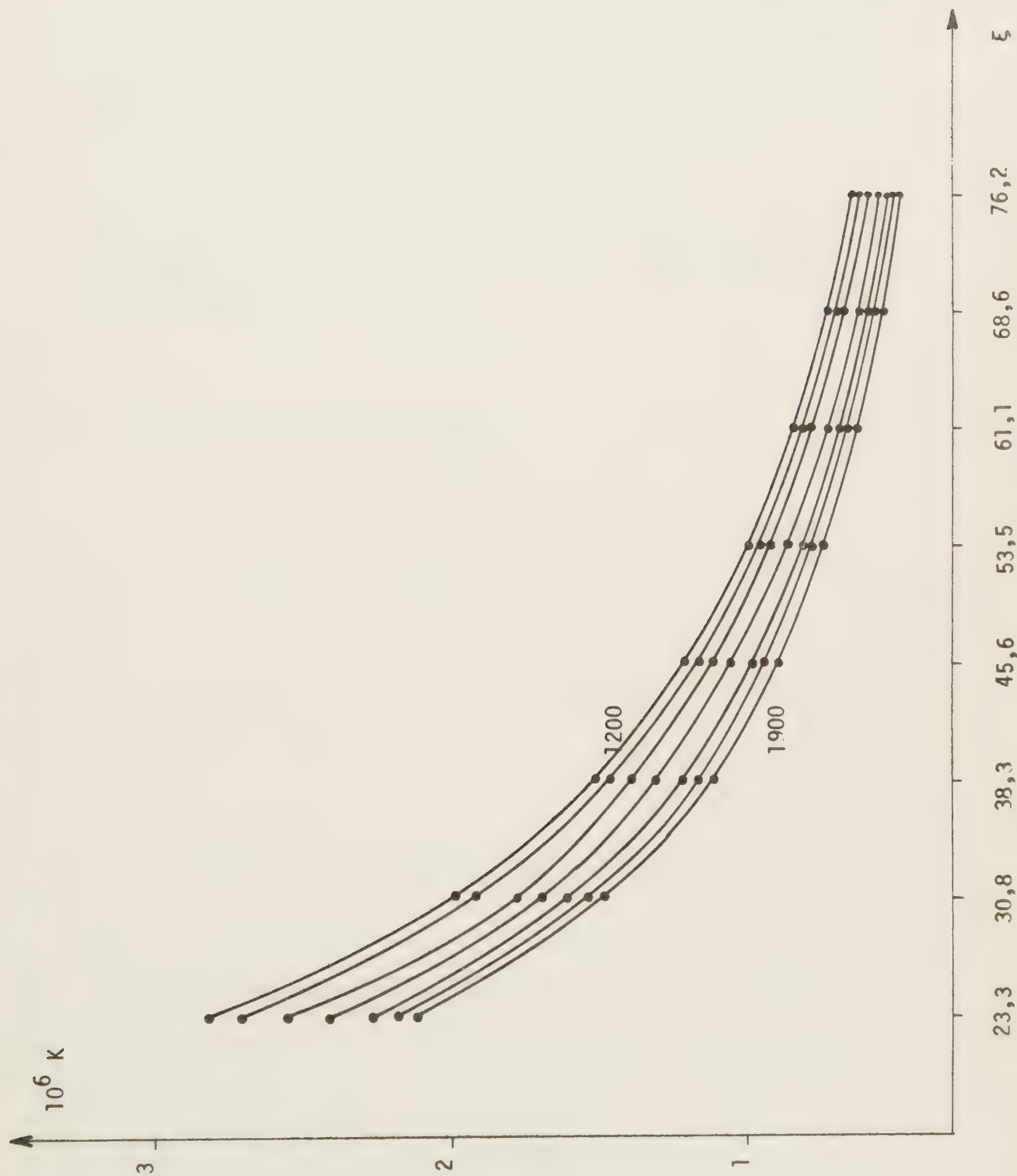


FIG. 10



Le paramètre d'accélération est un critère de même nature que le critère de profil quand à l'établissement du régime, mais il présente l'inconvénient de ne reposer que sur le gradient longitudinal de la vitesse maximale, donc, de ne pas tenir compte du comportement du fluide dans l'ensemble de la section.

Il semble préférable, cependant, d'utiliser un critère qui ne favorise pas le comportement du profil, soit au centre de l'écoulement, soit à la paroi et qui tienne compte de l'ensemble de l'évolution du profil.

I.5 - COEFFICIENT D'ENERGIE CINETIQUE

Le coefficient d'énergie cinétique remplit la condition citée dans le paragraphe précédent puisqu'il résulte du comportement sur l'ensemble d'une section.

Dans le chapitre II, au paragraphe IV-2.2, nous avons vu que le coefficient d'énergie cinétique permanent α_p est défini par la relation

$$\alpha_p = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(S)} \bar{U}^3 \left(1 + \frac{\bar{V}^2}{\bar{U}^2} \right) dS$$

L'hypothèse que nous avons faite de négliger le terme $\frac{\bar{V}^2}{\bar{U}^2}$ est bien vérifiée, puisque nous avons vu que le rapport $\bar{V}/\bar{U}$ est de l'ordre de 10^{-4} . α_p a donc été calculé par la formule simplifiée :

$$\alpha_p = \frac{1}{\pi R^2 \langle \bar{U} \rangle^3} \iint_{(S)} \bar{U}^3 dS$$

soit encore

$$\alpha_p = \frac{2}{R^2} \int_0^R r \frac{\bar{U}^3}{\langle \bar{U} \rangle^3} dr$$

Les variations de α_p en fonction de ξ sont monotones croissantes tendant vers 2, montrant ainsi que l'écoulement qui tend à s'établir, est un écoulement de type visqueux. Les valeurs initiales $\alpha_p(\xi_1)$ décroissent lorsque le nombre de Reynolds croît.

Nous verrons dans le chapitre suivant que la variation de α_p peut se représenter par une loi empirique du type :

$$\alpha_p(\xi, Re) = A_D(Re) \log \xi + B_D(Re)$$

Pour déterminer la valeur de ξ correspondant à l'obtention du régime établi, correspondant à $\alpha_p = 2$, il suffit d'inverser cette fonction et la valeur ξ''_l d'établissement est déterminée, dans la mesure où la loi empirique est encore valable en dehors de la zone d'expérimentation.

En reportant dans le tableau (11), les différentes valeurs de longueur d'établissement, nous constatons que la valeur trouvée est supérieure aux deux autres valeurs, mais que l'écart, faible en pourcentage, va en diminuant lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Re	1200	1300	1450	1550	1700	1800	1900
ξ_l	104	107	118	128	145	160	177
ξ'_l	108	112	124	129	142	165	180
ξ''_l	116	126	132	148	161	172	183

TABLEAU 11

Ainsi que nous l'avons vu dans le paragraphe I.4, la bonne concordance des valeurs de ξ_l et ξ'_l montre que l'évolution de la vitesse au centre de la conduite est semblable à l'évolution de la vitesse au voisinage de la paroi.

Il est donc possible de considérer que $U_p / \langle \bar{U} \rangle$ peut être choisi comme un critère de réorganisation de même qualité que l'évolution du profil moyen. C'est une évidence dans notre étude puisque ce paramètre a été calculé à partir du profil moyen, mais il est possible expérimentalement de le déterminer directement en faisant trois mesures de vitesse au voisinage de la paroi et en connaissant la vitesse débitante par ailleurs. Le problème qu'il faut alors se poser, en procédant de cette façon, est de savoir s'il y a une correspondance biunivoque entre la pente du profil de vitesse à la paroi et le profil en entier. Cependant, il est certain que l'étude de l'évolution de la vitesse pariétale est plus aisée que l'étude de l'évolution de tout le profil. Nous pouvons maintenant, en considérant également la bonne concordance de ξ''_ℓ avec les deux autres termes, conclure que les vitesses des sections évoluent de façon semblable.

Des trois critères étudiés, α_p semble être préférable. Il est plus délicat à mettre en oeuvre, nécessitant la connaissance de l'ensemble des vitesses d'une section, obligeant en outre l'utilisation du développement polynomial pour intégrer la fonction

$$r \bar{U}^*(\eta, \xi) \xi^3$$

mais il présente l'avantage de rendre compte de toute l'évolution d'une section et ainsi, n'est pas trop influencé par les erreurs expérimentales. De plus, sa plage de variation est assez grande pour que toute modification du profil, même de peu d'importance soit perceptible.

II - NATURE DU REGIME D'ETABLISSEMENT

Toutes les études que nous avons faites dans le paragraphe I sont destinées à savoir quel est le critère d'établissement le meilleur. Pour les paramètres U_p , C_f et α_p , nous avons montré que si le régime établi avait un profil de vitesse du type parabolique, nous pouvions calculer U_p , C_f et α_p correspondant à cette limite, mais nos résultats ne tenaient compte que de la coïncidence ou non du profil établi avec un profil parabolique. Pour affirmer que le régime qui s'établit est un régime où les forces de viscosité sont prépondérantes sur les forces d'inertie, il faut connaître l'état de la turbulence.

Etude de la turbulence longitudinale

La valeur efficace de la turbulence longitudinale u' est fonction de deux paramètres de position η et ξ et du nombre de Reynolds. Donc nous devons écrire :

$$u' = u'(\eta, \xi, Re)$$

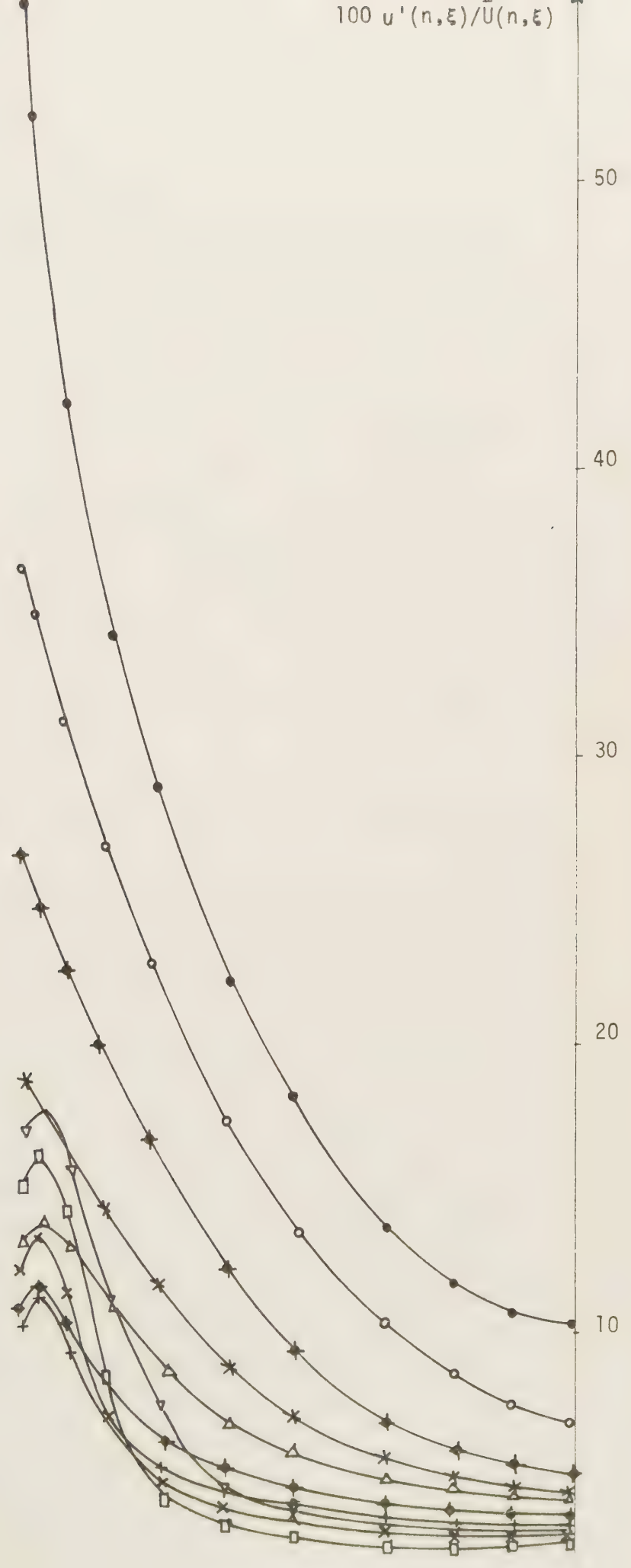
Dans une première analyse, nous allons fixer le nombre de Reynolds et étudier la variation de u' en fonction de η et ξ .

II-1 - VARIATION DE LA TURBULENCE DANS LA CONDUITE A NOMBRE DE REYNOLDS FIXE (2450)

La figure 12 montre l'évolution du taux de turbulence $u'(\eta, \xi) / \bar{U}(\eta, \xi)$ dans chaque section ξ_i . Pour $\xi = \xi_1$, le profil du taux de turbulence est caractéristique d'un écoulement turbulent, avec un pic au voisinage de la paroi. Le rapport d'amplitude du

$$100 u'(n, \xi) / U(n, \xi)$$

- | | ξ |
|---|-------|
| ● | 8,3 |
| ○ | 15,8 |
| ◆ | 23,3 |
| * | 30,8 |
| △ | 38,3 |
| ◆ | 45,9 |
| + | 53,5 |
| × | 61,1 |
| □ | 68,6 |
| ▽ | 76,2 |



pic au centre, valeur minimale, est 5. Pour les valeurs croissantes de ξ , le taux de turbulence décroît, en marquant une diminution du pic qui se déplace vers l'intérieur de l'écoulement.

Pour $\xi = \xi_0$ le taux de turbulence croît légèrement au centre, plus fortement à la paroi. Sur la *figure 13*, complémentaire de la précédente, les valeurs de l'intensité sont représentées fonction de ξ , pour η fixé; le minimum de la décroissance apparaît nettement (courbe en tirets) et sa localisation en ξ est fonction de η . Le minimum est atteint au voisinage de la paroi pour $\xi = 50$, puis pour les valeurs décroissantes de η , le minimum se déplace vers l'aval pour atteindre $\xi = 72$ lorsque η est inférieur à 0,71. Le problème qui se pose alors est de savoir si ce minimum est un minimum absolu ou relatif.

Si le minimum est absolu, nous étudions un phénomène de réorganisation instable.

Si le minimum est relatif, il doit être suivi par un maximum également relatif puis par une décroissance finale de la turbulence. Pour le nombre de Reynolds 1450, nous ne pouvons pas répondre, mais SILBUKIN a constaté le même phénomène et grâce à la figure 14 extraite de son étude, nous pouvons conclure à la validité de la seconde hypothèse. La *figure 14* montre pour le comportement de la turbulence au centre de l'écoulement, que, sauf pour un nombre de Reynolds de 600, où le minimum n'apparaît pas, toutes les courbes de taux de turbulence présentent un minimum qui est relatif, exception faite pour le nombre de Reynolds égal à 2400 où le minimum est absolu. Après une variation entre un minimum relatif et un maximum relatif, le taux de turbulence décroît. Il est à noter que la position de ce minimum se produit pour des valeurs de ξ inférieures à celles que nous avons observées.

Remarque :

Notre défaut de connaissance des autres composantes de la turbulence ainsi que des corrélations rend aléatoire toutes les explications que nous pouvons avancer, puisque nous ne pouvons pas tracer les courbes respectives de gain et de perte de turbulence et donner leur interprétations.

Cependant, en considérant, dans le chapitre II, le paragraphe IV-2.2, l'équation de l'énergie de *OKWUOBI et AZAD* {29} , le terme de production d'énergie est la somme de quatre termes.

$$- \frac{\overline{uv}}{\langle \bar{U} \rangle^2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta \langle \bar{U} \rangle} \quad \overline{uv} \text{ est positif, } \frac{\partial}{\partial \eta} \bar{U} \text{ est négatif.}$$

ce terme est négatif quelque soit η

$$- \frac{\bar{u}^2 - \bar{v}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \frac{\partial \bar{U}}{2 \partial \xi \langle \bar{U} \rangle} \quad \bar{u}^2 - \bar{v}^2 \text{ est positif, } \frac{\partial}{\partial \xi} \bar{U} \text{ change de}$$

signe suivant la valeur de η par rapport à η_f , mais décroît lorsque ξ augmente. Le terme peut être positif ($\eta < \eta_f$) ou négatif ($\eta > \eta_f$)

$$- \frac{\overline{uv}}{\langle \bar{U} \rangle^2} \frac{\partial \bar{V}}{2 \partial \xi \langle \bar{U} \rangle} \quad \overline{uv} \text{ est positif, } \frac{\partial}{\partial \xi} \bar{V} \text{ est positif.}$$

Ce terme est positif.

$$- \frac{1}{\gamma \langle \bar{U} \rangle} \frac{\bar{w}^2 - \bar{v}^2}{\langle \bar{U} \rangle^2} \quad \bar{V} \text{ est négatif, } \bar{w}^2 - \bar{v}^2 \text{ est positif. Ce terme est négatif.}$$

Nous voyons que, simplement en analysant le terme de production d'énergie, celui-ci est la somme de deux termes toujours négatifs, d'un terme toujours positif et d'un terme, qui suivant les valeurs de η peut être positif ou négatif.

FIG. 13

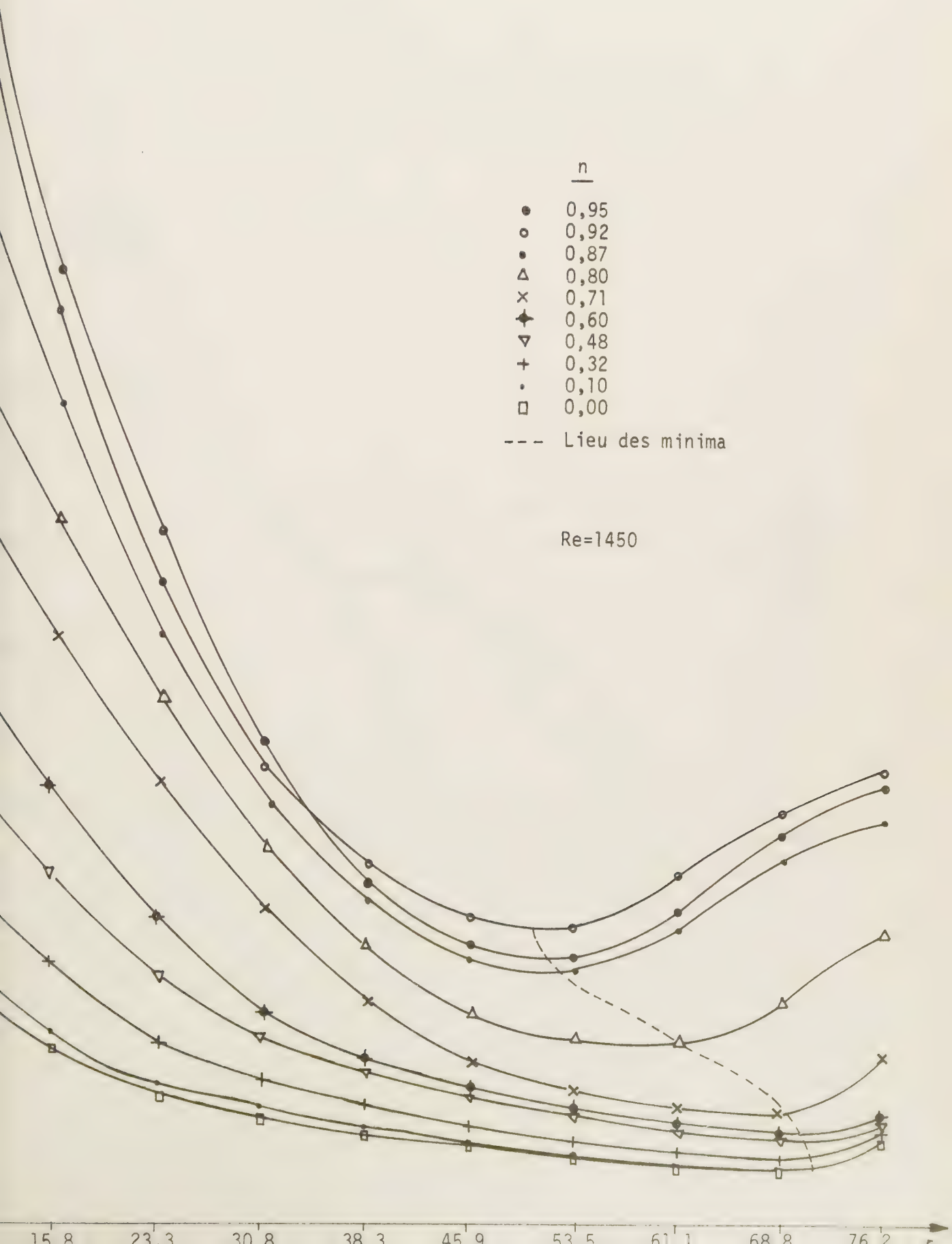
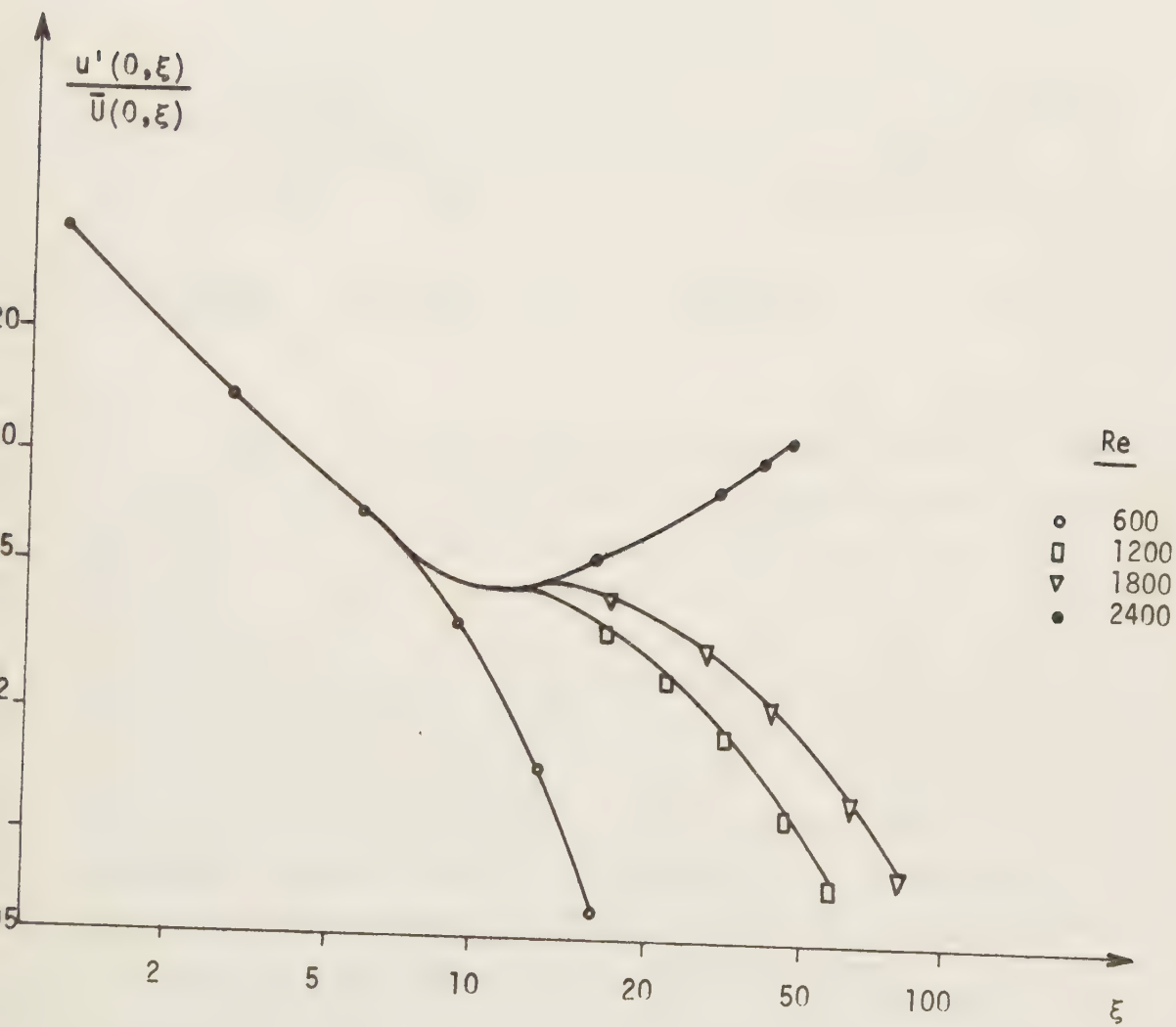


FIG . 14



Cette remarque, qui ne peut être concluante puisque nous ignorons la valeur respective de chacun des termes constituant le groupe production, montre cependant que celle-ci est fonction de η ce qui est un résultat connu, mais également fonction de ξ . Il n'est donc pas surprenant qu'à une position ξ donnée, la production l'emporte temporairement sur la disparition de la turbulence.

La variation de la turbulence peut être étudiée en formant le rapport $u'^2(\eta, \xi)/u'_0{}^2$, $u'_0{}^2$ étant la valeur de la contribution des fluctuations longitudinales à l'énergie turbulente pour

$\eta = 0$ et $\xi = \xi_1$ ($u'_0{}^2 = u'^2(0, \xi_1)$) et en construisant les courbes

$\log \frac{u'^2(\eta, \xi)}{u'_0{}^2}$ en fonction de ξ (figure 15).

Pour $\eta = 0,80$ et $0,71$, la variation est linéaire jusqu'au voisinage du minimum relatif. Pour $\eta = 0$, après une zone d'établissement due au fort gradient longitudinal de vitesse à la sortie du divergent, la variation est également linéaire, mais pour les valeurs intermédiaires de η , la variation des rapports n'est plus linéaire. Il convient de se rappeler que cela correspond exactement à la zone de maximum de $\bar{V}$ en valeur absolue, ainsi que du maximum de la production et de la dissipation. Tout le phénomène se produit comme si la zone comprise entre $\eta = 0,60$ et $0,30$ était une réserve d'énergie cinétique turbulente qui décroît légèrement sous l'action de la dissipation et du travail des forces d'origine visqueuse, cédant de l'énergie latéralement vers d'une part, la paroi, où la diffusion convective, la production et le travail visqueux sont intenses et d'autre part, vers le centre de l'écoulement où la dissipation est plus régulière mais plus lente.

Cependant dans tous les cas, la décroissance de la turbulence est importante.

Pour $\eta = 0$, l'énergie cinétique n'est plus que 4 % de

l'énergie cinétique initiale, pour $\eta = 0,92$. Le rapport est également de l'ordre de 4 %.

La différence de comportement entre la paroi et le centre est mise en évidence par le fait que la pente de la décroissance du rapport d'énergie cinétique à la paroi est plus grande que vers le centre.

Sachant qu'après un maximum relatif, l'intensité de turbulence décroîtra encore, la réorganisation de l'écoulement turbulent vers un écoulement où la viscosité est prépondérante est mise en évidence.

II.2 - INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

Pour simplifier la présentation, nous n'étudions que la variation de $(u'(\eta, \xi)/u'_0)^2$ en fonction de ξ et du nombre de Reynolds, donc la variation de la contribution de la turbulence longitudinale à l'énergie cinétique turbulente et ceci pour trois valeurs de η_0 , 0,00, 0,80, 0,92.

Les figures 16, 17 et 18 correspondant aux différentes valeurs de η présentent un certain nombre de particularités.

- Il existe une plage de variation linéaire de $\log \left(\frac{u'(\eta, \xi)}{u'_0} \right)^2$ en fonction de ξ , cette plage étant croissante avec le nombre de Reynolds
- Le minimum relatif apparaît d'autant plus tôt que le nombre de Reynolds est petit et que η est grand
- Le maximum relatif n'est mis en évidence que pour le nombre de Reynolds égal à 1200

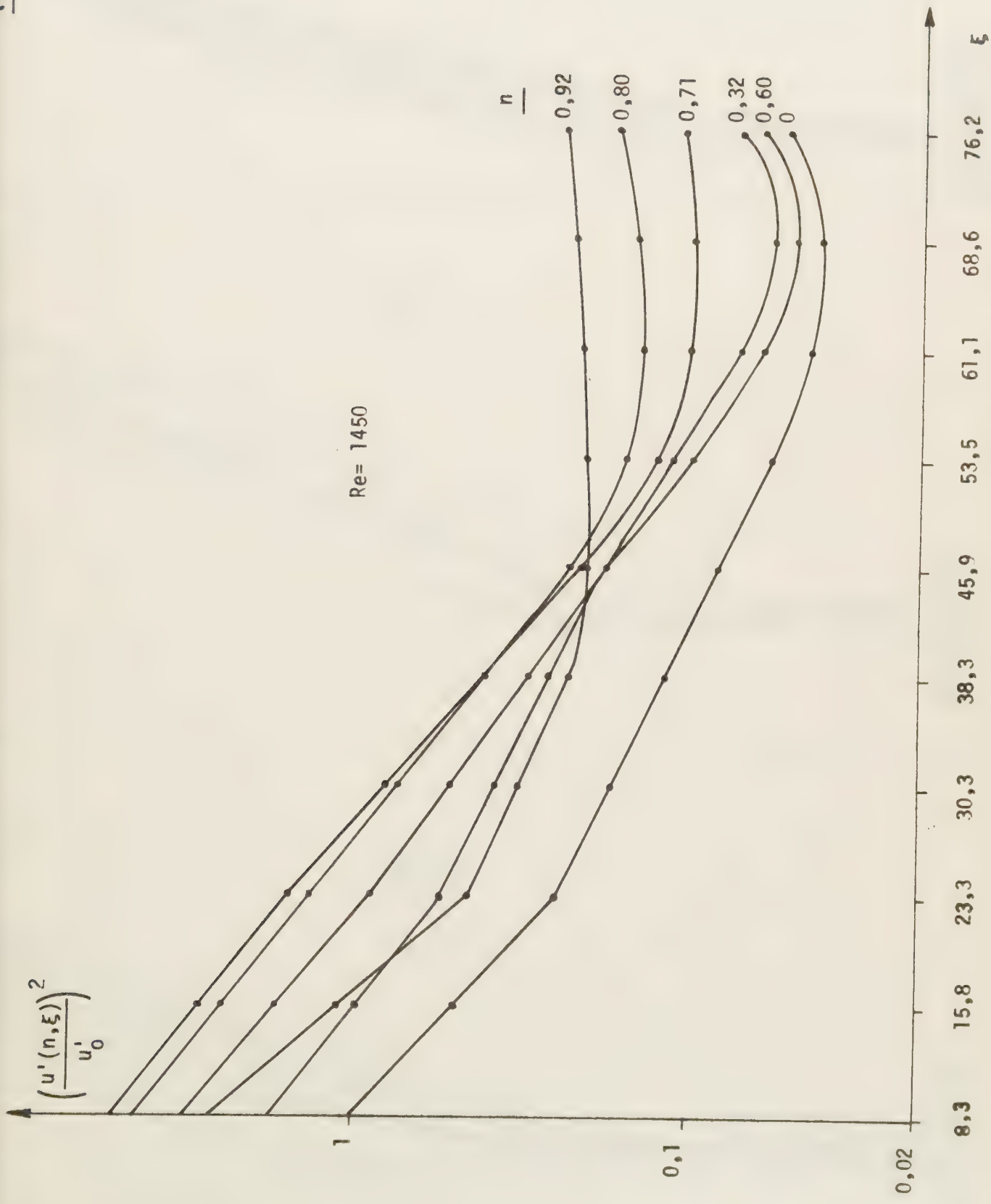


FIG. 16

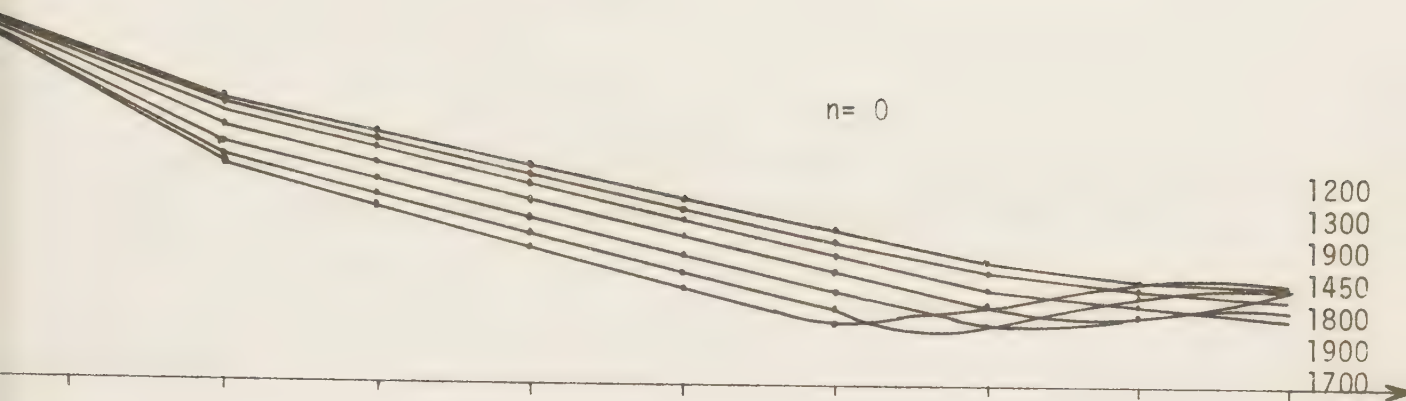


FIG. 17

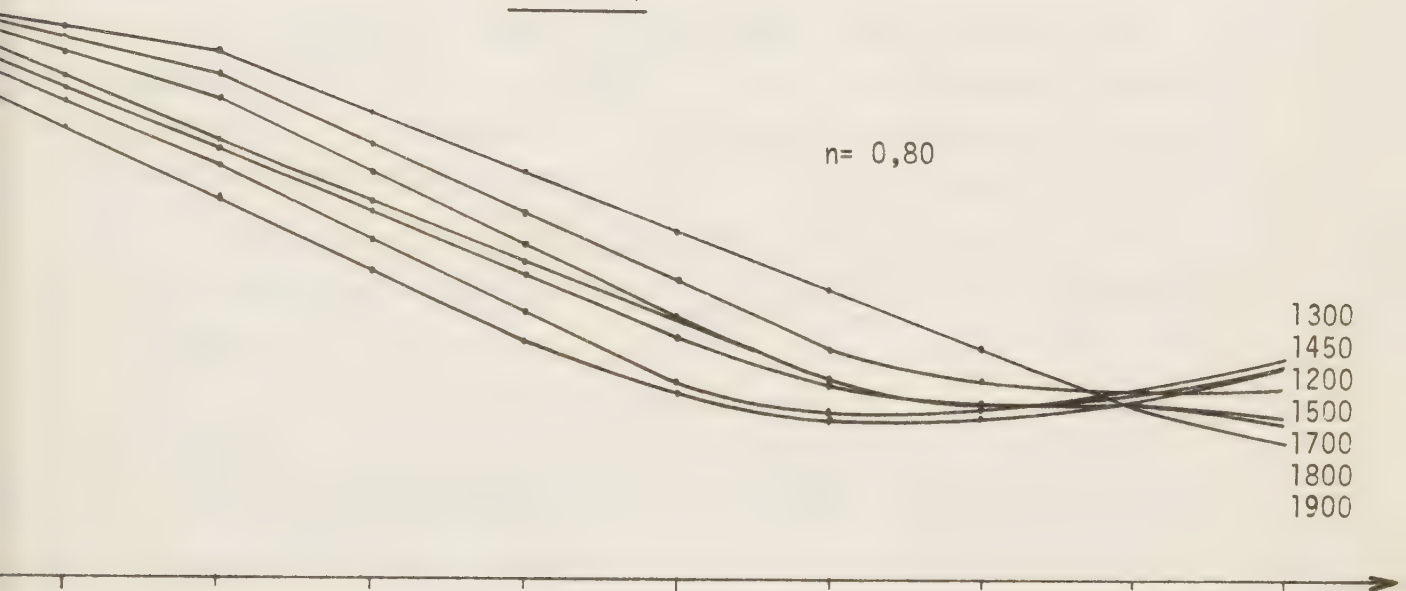
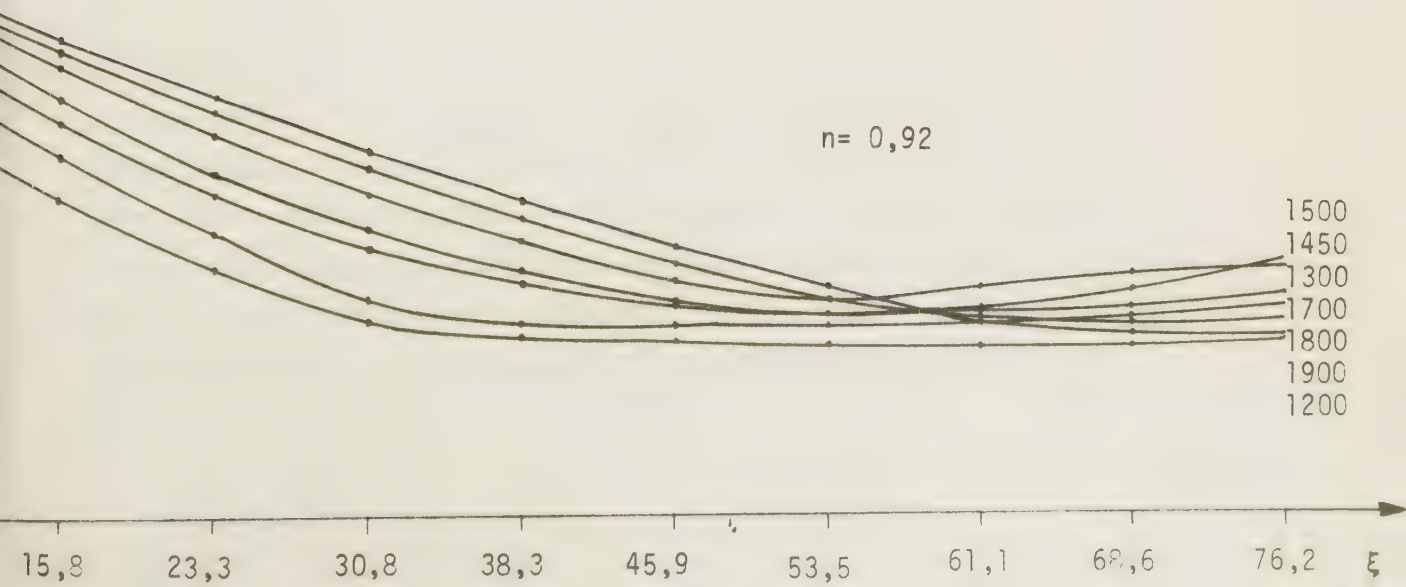


FIG. 18



- Les valeurs du rapport $u'(\eta, \xi)^2 / u_o'^2$ tant pour le minimum que pour le maximum relatif indiquent des réductions très importantes de la turbulence.

Remarque

Relation entre le paramètre d'accélération K et les valeurs du minimum de l'énergie turbulente.

La figure 19 montre les différentes courbes obtenues en traçant $\log \frac{u'^2(o, \xi)}{u_o'^2}$ en fonction de K pour les différents nombres de Reynolds. La valeur de K correspondant au minimum de l'énergie cinétique turbulente, dans ce cas, pour $\eta = 0$, est notée $K_{\min}(0)$.

Pour chaque valeur de η_i en particulier $\eta = 0,87$ et $0,92$, il est possible de tracer la courbe $K_{\min}(\eta_i)$ en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

On constate alors que la variation de $K_{\min}(\eta_i)$ est linéaire décroissante en fonction du nombre de Reynolds (figure 20) et que les trois droites représentatives ont un point commun pour $Re = 1940$ et $K_{\min} = 0,28 \cdot 10^{-6}$.

L'existence de ce point commun pour les trois valeurs de η_i signifie que, pour ce nombre de Reynolds, le minimum de la variation de la contribution des fluctuations de vitesse longitudinale à l'énergie cinétique turbulente est obtenue pour la même valeur de ξ . Il est possible de connaître les valeurs de $K_{\min}(0)$ pour $Re = 1800$ et 1900 , valeurs qui ne sont pas obtenues expérimentalement et en extrapolant la courbe $K_{\min}(0), u'^2(o, \xi) / u_o'^2$, de connaître les valeurs des minimums d'énergie cinétique pour $\eta = 0$ pour les deux valeurs du nombre de Reynolds 1800 et 1900 (figure 21). Cette remarque, de peu d'importance, permet cependant de compléter notre connaissance sur le comportement de la turbulence, qui montre que celui-ci est lié au coefficient K , donc au gradient longitudinal de la vitesse.

II.3 - SPECTRES D'ENERGIE DE LA TURBULENCE

Afin de vérifier notre expérimentation, nous avons réalisé quatre spectres monodimensionnels d'énergie, au centre de l'écoulement, pour un nombre de Reynolds de 1450, et pour les valeurs de ξ suivantes :

$$\xi = 8,3 \qquad 15,8 \qquad 30,8 \qquad 76,2$$

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec ceux de *SILBUKIN et LAUFER*, les courbes ont été tracées dans les systèmes d'axes suivants :

- en ordonnée, le logarithme de la densité monodimensionnelle normée d'énergie relative à la composante longitudinale de la vitesse, notée $F_u(k)$, telle que par convention :

$$\int_0^{\infty} F_u(k) dk = 1$$

- en abscisse, le logarithme du nombre d'onde relatif à la composante longitudinale de la vitesse défini par

$$k = \frac{2\pi f}{\bar{U}(0, \xi)} \quad f \text{ étant la fréquence}$$

A partir des spectres, la macroéchelle Λ_x de la turbulence longitudinale a été déterminée par

$$\Lambda_x = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\pi}{2} F_u(k)$$

Pour $\xi = 8,3$ et $15,8$, la partie sensiblement horizontale à l'origine est atteinte, alors que ce n'est pas le cas pour les deux autres spectres. Cependant, ayant constaté que les courbes étaient semblables entre elles par translation des abscisses et des ordonnées, Λ_x a pu être déterminé.

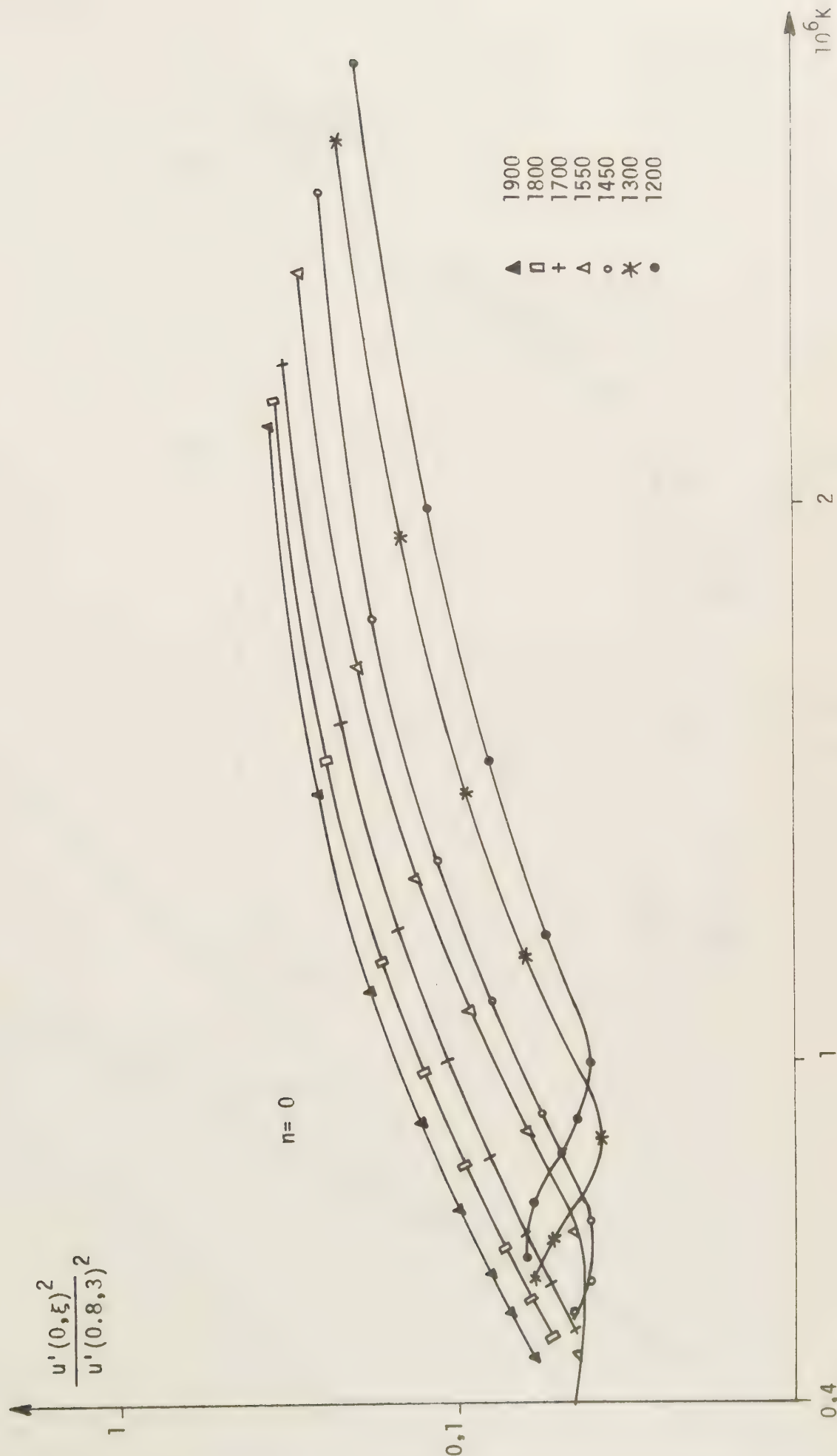


FIG. 21

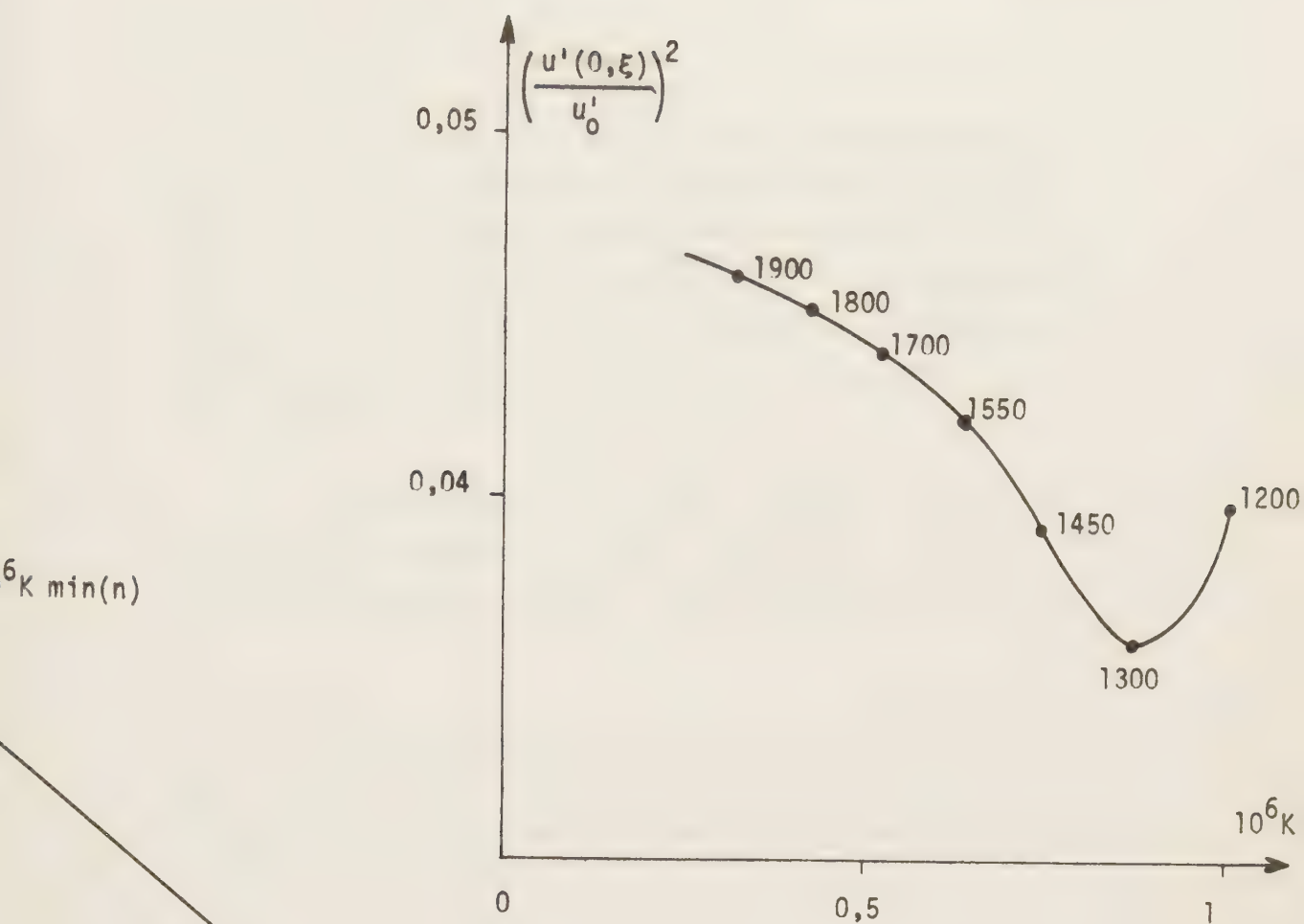
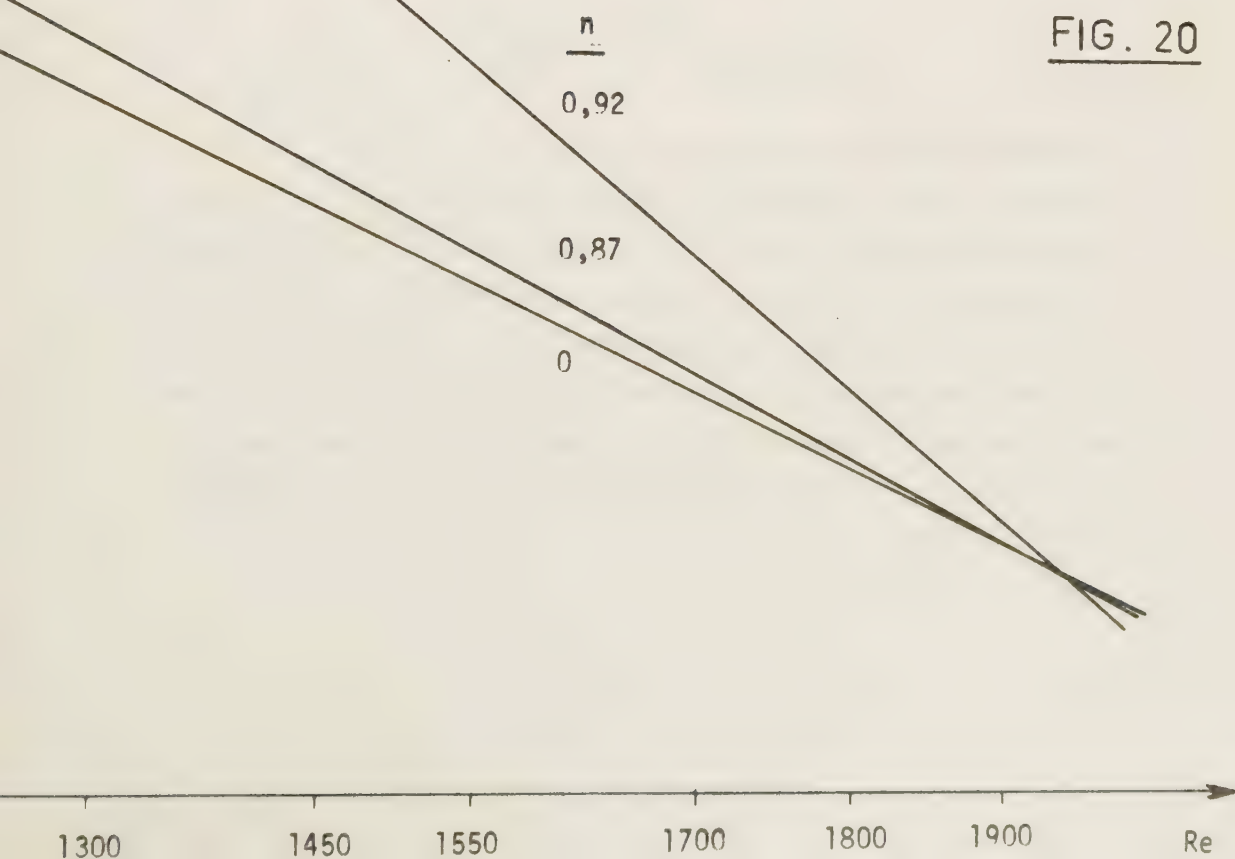


FIG. 20



La longueur Λ_x est, dans une certaine mesure, la longueur maximale d'existence d'une corrélation entre deux points situés à une même distance de l'axe mais éloignés l'un de l'autre sur un axe parallèle à celui de la conduite. Donc plus Λ_x est grand, plus la qualité de la turbulence est médiocre et son niveau faible. Il est donc normal que Λ_x croisse avec ξ .

En transformant les courbes obtenues en faisant apparaître en ordonnée le rapport $\log f_u(k) / \Lambda_x$ et en abscisse le produit $\log k \Lambda_x$, nous obtenons la figure 22.

Nous constatons que les quatre courbes sont confondues, résultat déjà énoncé par *SILBUKIN* et *LAUFER* et ces courbes sont encadrées par deux courbes définies empiriquement par *FRENKIEL* {46} et dont les expressions sont :

$$a) \quad \frac{F_u(k)}{\Lambda_x} = \frac{2}{\pi} \exp\left(-\frac{2}{\pi} k \Lambda_x\right)$$

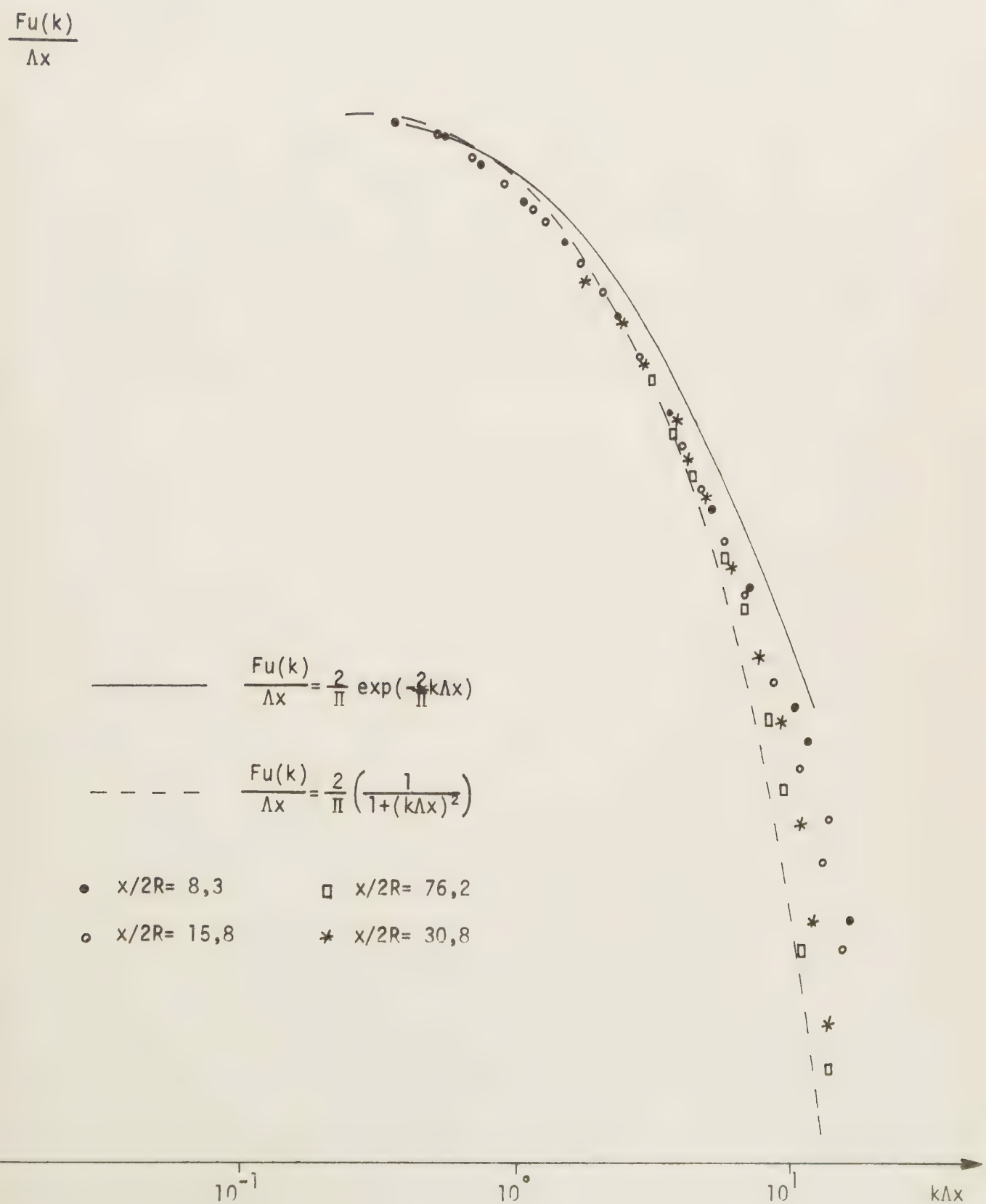
$$b) \quad \frac{F_u(k)}{\Lambda_x} = \frac{2}{\pi} \left(\frac{1}{1 + (k \Lambda_x)^2} \right)$$

Nous pouvons en tirer les conclusions suivantes : les spectres d'énergie au centre de l'écoulement sont semblables entre eux, ce qui signifie qu'au cours de sa décroissance, la turbulence longitudinale conserve son caractère initial en fréquence, bien que son intensité soit décroissante. D'autre part, les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats des deux autres auteurs qui ont travaillé sur un dispositif expérimental analogue, *LAUFER* et *SILBUKIN*.

II.4 - CONCLUSIONS

Dans la plage de nombres de Reynolds expérimentés, l'écoulement initialement turbulent à la sortie du divergent, se réorganise jusqu'à un état stable visqueux. Cet état n'est pas atteint avec la longueur de conduite utilisée, mais il est possible de définir une longueur minimale d'établissement, minimale dans la mesure où il est probable que l'évolution se **ralentisse** au fur et à mesure que l'écoulement se rapproche de son état stable. Les longueurs minimales ont été estimées par trois méthodes différentes, l'une fondée sur l'évolution de la vitesse au centre, une autre sur la nullité de l'écart entre la valeur du coefficient de frottement calculé et sa valeur théorique dans le cas de l'écoulement laminaire, la dernière sur la nullité de l'écart entre la valeur expérimentale du coefficient d'énergie cinétique et sa valeur théorique en laminaire. Les valeurs obtenues sont sensiblement égales, mais le choix du critère d'établissement s'est porté sur le coefficient d'énergie cinétique qui prend en compte la totalité de l'évolution du profil de vitesse et non l'évolution de la vitesse en une position unique de la section. L'influence du nombre de Reynolds est sensible sur la réorganisation. Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus la distance d'établissement est grande.

La turbulence longitudinale décroît fortement mais présente, au cours de la décroissance, un minimum relatif suivi d'un maximum relatif pour continuer finalement à décroître. Ce comportement est dû au délicat équilibre entre l'augmentation et la perte de turbulence, l'équilibre étant fonction, pour un nombre de Reynolds donné, des paramètres η et ξ . Le taux de décroissance de la turbulence diminue légèrement lorsque le nombre de Reynolds croît.



D'autre part, les spectres monodimensionnels d'énergie, obtenus en diverses sections et au centre de la conduite, sont semblables entre eux, montrant ainsi que la turbulence conserve, au cours de sa décroissance, son caractère initial en fréquence.

Il n'est pas possible d'affirmer que le régime stable vers lequel l'écoulement tend est un régime laminaire. Pour que le régime obtenu, régime où la viscosité l'emporte sur la dissipation turbulente, soit considéré comme laminaire, il faut être certain que les fluctuations de vitesse u , v , w sont indépendantes entre elles et qu'elles ne présentent plus de caractères de corrélation, qu'il y a décorrélation des fluctuations, donc disparition des composantes du tenseur de Reynolds.

- CHAPITRE IV -

REPRESENTATION PAR DES LOIS EMPIRIQUES
DE L'EVOLUTION DES PARAMETRES

Le but de ce chapitre est d'expliciter les liaisons empiriques apparues pendant le dépouillement des résultats, liaisons existant entre les grandeurs cinématiques, les paramètres globaux et les trois paramètres intervenant dans le phénomène, la distance radiale réduite η , la distance longitudinale réduite ξ et le nombre de Reynolds.

I - LOIS EMPIRIQUE PORTANT SUR LA COMPOSANTE LONGITUDINALE MOYENNE DE LA VITESSE

Dans le chapitre II, un développement polynomial des profils a été fourni, développement dont la forme générale est :

$$\frac{\bar{U}(\eta, \xi)}{\bar{U}(0, \xi)} = \sum_{i=1}^5 a_i (1 - \eta^{3/2})^i$$

les coefficients a_i étant fonction du nombre de Reynolds. Ce développement est très utile pour faire les calculs se rapportant à une section, donc à ξ donné, mais présente trois inconvénients :

- Il faut connaître la valeur $\bar{U}(0, \xi)$ en fonction de ξ et du nombre de Reynolds pour connaître la valeur de $\bar{U}(\eta, \xi)$
- La variation des coefficients a_i en fonction de ξ , si elle est continue, ne justifie pas d'une représentation analytique simple.

- La forme même du développement polynomial est complexe et les calculs ne peuvent être effectués que grâce à un ordinateur.

Il est important, au cours de la réorganisation, de connaître l'évolution de la vitesse en fonction de ξ , pour chaque nombre de Reynolds et pour une valeur fixée du paramètre η , donc de représenter aussi fidèlement que possible les courbes analogues à celles de la *figure 3* du chapitre II. Sur cette figure, qui est établie pour un nombre de Reynolds égal à 1450, il est apparu que la liaison entre $\bar{U}(\eta_i, \xi) / \langle \bar{U} \rangle$ et $\log \xi$ est linéaire. L'utilisation de la technique de regression linéaire donne un coefficient de corrélation égal à 0,99 (*figure 1*).

Du fait même de la nature du test statistique, il n'est pas certain que le modèle qui est de la forme

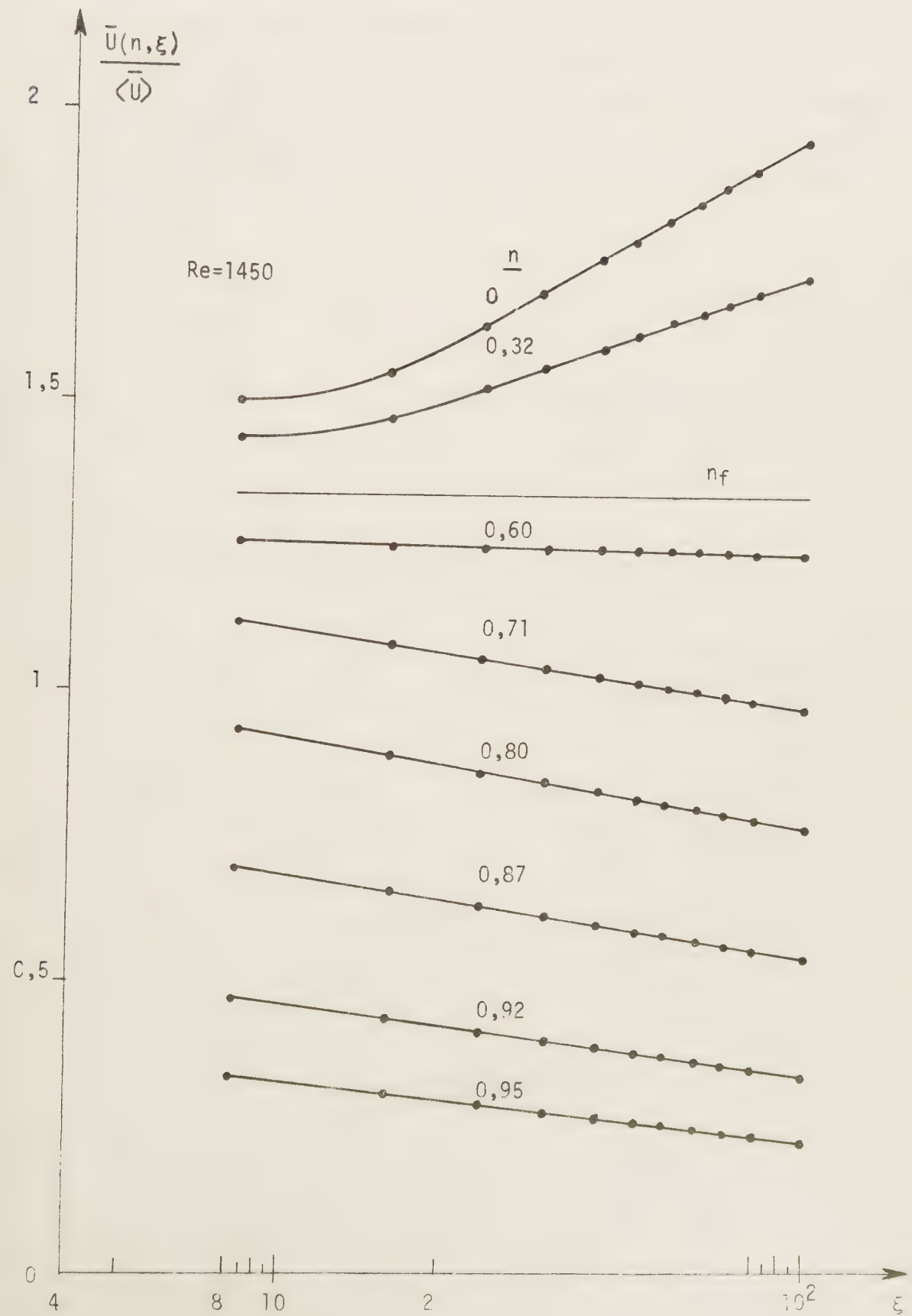
$$\frac{\bar{U}(\eta_i, \xi)}{\langle \bar{U} \rangle} = A_i(\eta_i, Re) \log \xi + B_i(\eta_i, Re) \quad (I)$$

soit le meilleur pour représenter la liaison empirique existant entre les variables, mais le test n'indique aucune raison de le rejeter. Le calcul de la variance résiduelle montre que la dispersion obtenue est du même ordre de grandeur que la dispersion des mesures.

La relation I est valable dans l'intervalle ξ_3, ξ_{10} et permet de calculer le gradient longitudinal $\frac{d\bar{U}}{d\xi}$

Pour $\eta_i = \eta_f$, le coefficient A_i est nul et le coefficient B_i , égal à $\frac{\bar{U}(\eta_f)}{\langle \bar{U} \rangle}$ vaut $2(1 - \eta_f^2)$. Pour $\eta = 1$ les deux coefficients A_i et B_i sont nuls.

FIG. 1



La relation I est vérifiée pour les nombres de Reynolds compris dans la plage d'expérimentation. Les figures 2 et 3 donnent, pour chaque nombre de Reynolds, les variations de A_i et B_i en fonction de η . Ces courbes sont difficilement représentables par une relation analytique. Par contre, il a été possible de représenter pour chaque η_i , les variations de $A_i(\eta_i)$ et de $B_i(\eta_i)$ en fonction du nombre de Reynolds, et d'obtenir les résultats reportés dans le tableau 4.

$\eta_0 = 0,00$	$A_0 =$	$+2,10^{-5} \times Re + 0,5$
	$B_0 =$	$-0,15 \cdot 10^{-3} \times Re + 1,12$
$\eta_1 = 0,32$	$A_1 = 4 \cdot 10^{-7} Re^2$	$-1,04 \cdot 10^{-3} \times Re + 0,99$
	$B_1 =$	$-4 \cdot 10^{-4} \times Re + 1,66$
$\eta_2 = 0,60$	$A_2 = 2,71 \cdot 10^{-7} \times Re^2$	$-5,2 \cdot 10^{-4} \times Re + 0,16$
	$B_2 =$	$-2,57 \cdot 10^{-4} \times Re + 1,08$
$\eta_3 = 0,71$	$A_3 =$	$-3,75 \cdot 10^{-5} \times Re - 8,5 \cdot 10^{-2}$
	$B_3 =$	$10^{-4} \times Re + 0,91$
$\eta_4 = 0,80$	$A_4 =$	$-2,3 \cdot 10^{-5} \times Re + 12,4 \cdot 10^{-2}$
	$B_4 =$	$1,15 \cdot 10^{-4} \times Re + 0,915$
$\eta_5 = 0,92$	$A_5 =$	$-6 \cdot 10^{-5} \times Re + 4,2 \cdot 10^{-2}$
	$B_5 =$	$16 \cdot 10^{-5} \times Re + 0,36$

TABLEAU 4

Donc dans tous les cas, le rapport $\bar{U}(\eta_i, \xi, Re) / \langle \bar{U}(Re) \rangle$ est de la forme générale :

$$\frac{\bar{U}(\eta_i, \xi, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} = (a_0(\eta_i) + a_1(\eta_i) Re + a_2(\eta_i) Re^2) \log \xi + (b_0(\eta_i) + b_1(\eta_i) Re) \quad \text{II}$$

Pour un nombre de Reynolds, Re_k , une position ξ_j , le profil de vitesse est déterminé par :

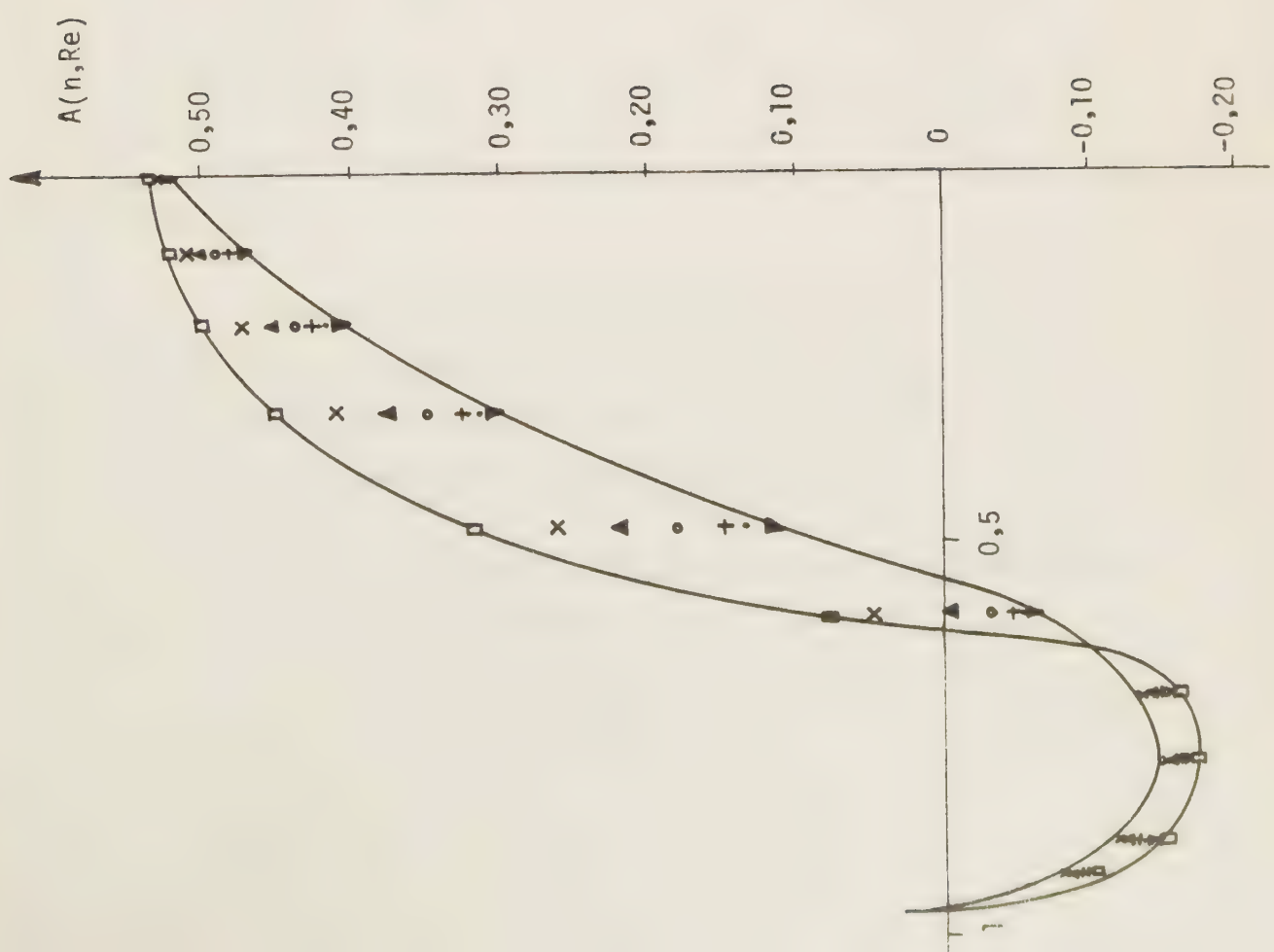
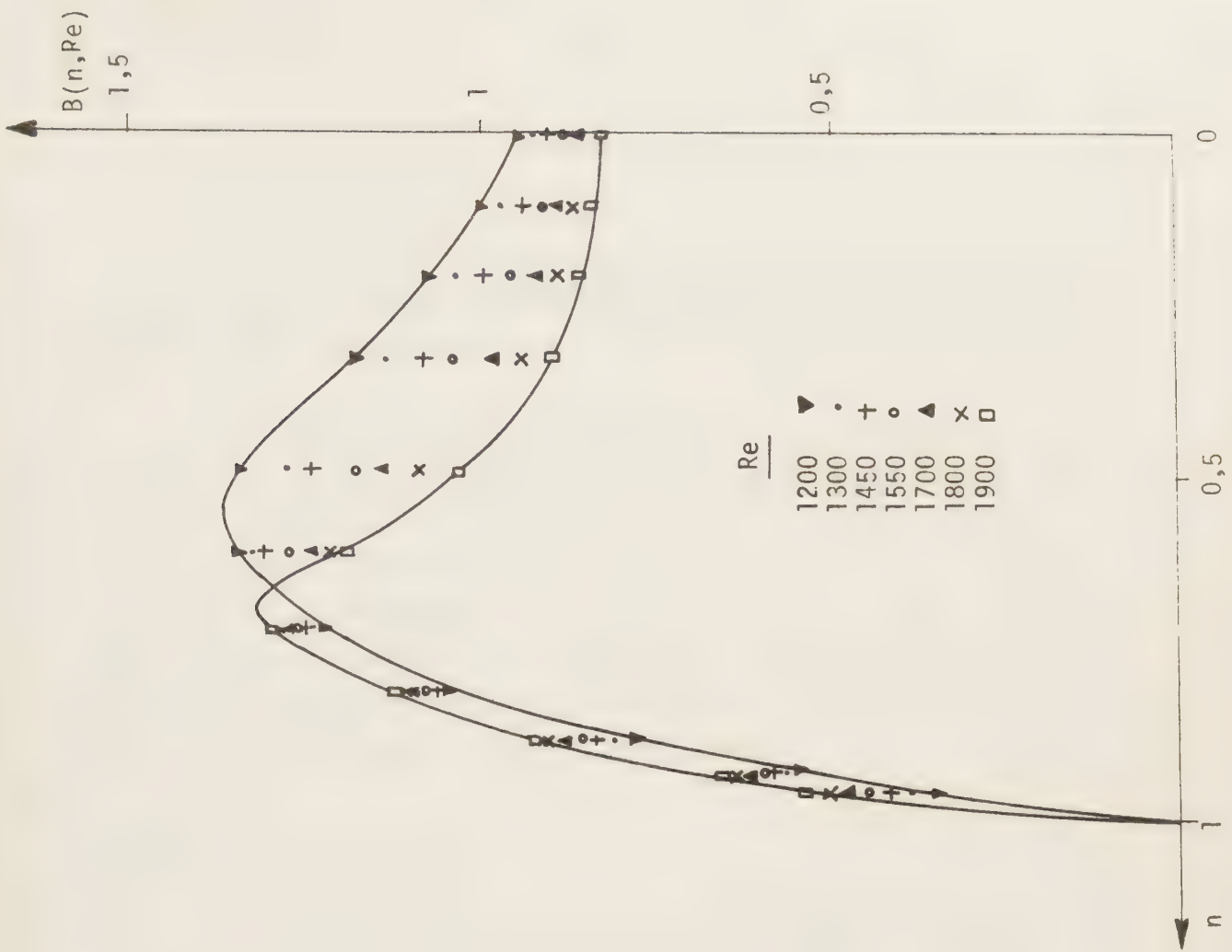
- les six valeurs du rapport $\bar{U}(\eta_i, \xi_j, Re_k) / \langle \bar{U}(Re_k) \rangle$
- la valeur nulle de ce rapport pour $\eta = 1$
- la valeur du rapport pour $\eta = \eta_f$ déterminée à partir de la courbe de la *figure 5* du chapitre II ou directement par sa représentation analytique

$$\eta_f = 3,571 \cdot 10^{-8} Re^2 - 2,358 \cdot 10^{-5} Re + 0,5318 \quad \text{III}$$

Le profil de vitesse désiré est connu par huit points, ce qui est suffisant pour en obtenir le tracé avec une bonne approximation.

Si nous voulons, à titre d'exemple, obtenir l'évolution de l'écoulement pour un nombre de Reynolds égal à 1450, les valeurs $A_i(\eta_i)$ et $B_i(\eta_i)$ obtenues sont les suivantes :

η	0,00	0,32	0,575 $=\eta_f$	0,60	0,71	0,80	0,92	1
$A_i(\eta_i)$	0,529	0,32	0	-0,02	-0,14	-0,157	-0,128	0
$B_i(\eta_i)$	0,902	1,03	1,33	1,29	1,29	1,07	0,59	0



Les courbes d'évolution des vitesses réduites obtenues par cette méthode pour les différents η_i , sont confondues avec celles obtenues expérimentalement.

Pour obtenir l'évolution du rapport de vitesse pour une valeur η_j du paramètre non défini dans les huit valeurs calculables, soit par la formule II, soit la formule III, il convient, pour le nombre de Reynolds voulu, de tracer les courbes $A_i(\eta_i)$ et $B_i(\eta_i)$ et d'obtenir par continuité les valeurs $A_j(\eta_j)$ et $B_j(\eta_j)$. Il est donc possible d'obtenir une représentation, non continue, mais discrète, du champ de vitesse longitudinale en fonction de ξ et Re , pour des valeurs données du paramètre η .

Remarque

Dans la première partie de ce paragraphe, la vitesse locale $\bar{U}$ est rapportée à la vitesse débitante moyenne $\langle \bar{U} \rangle$, qui, à nombre de Reynolds donné, est constante. Cette représentation est facile à utiliser mais présente l'inconvénient de masquer partiellement le fait que tout l'écoulement est en évolution et en particulier, le fait que la vitesse maximale est croissante n'apparaît que dans l'étude de celle-ci, mais non dans le reste de la section.

Il paraît utile de tenir compte de ce fait et d'utiliser, à la place de ξ , un nombre de Reynolds évolutif, calculé grâce à la vitesse maximale, qui est appelé nombre de Reynolds maximal, $Re_{\max}$ et qui permet de simplifier la représentation.

Le nombre de Reynolds maximal est lié à ξ par une relation déduite de la relation (1), puisque

$$Re_{\max} = \frac{\bar{U}(0, \xi) \cdot D}{\nu} = \frac{\bar{U}(0, \xi)}{\langle \bar{U} \rangle} Re$$

L'expression liant $\bar{U}(\eta, \xi, Re) / \bar{U}(0, \xi, Re)$ à $Re_{\max}$ est de la forme

$$\frac{\bar{U}(\eta_1, \xi, Re)}{\bar{U}(0, \xi, Re)} = \delta_3(\eta_1, Re) + \frac{\gamma_3(\eta_1, Re)}{Re_{\max}} \quad \text{IV}$$

$\delta_3(\eta_1, Re)$, $\gamma_3(\eta_1, Re)$ pouvant être obtenus soit directement par calcul statistique, soit par utilisation des relations précédemment définies, les résultats étant identiques aux erreurs de chute numérique près.

Les relations du type IV sont plus délicates à mettre en oeuvre que les relations de type I et n'apportent pas une qualité d'information supérieure.

II - LOIS EMPIRIQUES PORTANT SUR LA COMPOSANTE RADIALE MOYENNE DE LA VITESSE

La connaissance du champ de vitesse de l'écoulement nécessite, outre la connaissance de la composante longitudinale en tout point, celle de la composante radiale en tout point.

La vitesse radiale et la vitesse longitudinale étant liées par la loi de conservation de la masse, il est facile, connaissant la liaison empirique liant la vitesse réduite longitudinale aux différents paramètres utilisés, d'en déduire la liaison empirique reliant la vitesse réduite radiale à ces paramètres. Il sera alors nécessaire de tester si le modèle ainsi obtenu par le calcul traduit bien les résultats expérimentaux obtenus directement.

La relation I peut s'écrire, en faisant apparaître $\text{Log } \xi$, sous la forme

$$\frac{\bar{U}(\eta_i, \xi, \text{Re})}{\langle \bar{U}(\text{Re}) \rangle} = A_{Li}(\eta_i, \text{Re}) \text{Log } \xi + B_i(\eta_i, \text{Re})$$

La vitesse radiale est alors définie par :

$$\left[\frac{\bar{V}(\eta, \xi, \text{Re})}{\langle \bar{U}(\text{Re}) \rangle} \right]_{R_2} = -\frac{1}{2\eta} \int_0^\eta \frac{A_L(\eta, \text{Re})_{\text{Re}} \eta d\eta}{\xi}$$

En utilisant la courbe continue de la représentation de A_{Li} en fonction de η_i , l'équation de définition peut se modifier en considérant que la vitesse radiale réduite est égale au produit d'un coefficient, fonction de η seul, par l'inverse de ξ

$$\left[\frac{\bar{V}(\eta, \xi, \text{Re})}{\langle \bar{U}(\text{Re}) \rangle} \right]_{\text{Re}} = \frac{1}{\xi} \times -\frac{1}{2\eta} \int_0^\eta A_L(\eta, \text{Re})_{\text{Re}} \eta d\eta$$

$$\left[\frac{\bar{V}(\eta, \xi, \text{Re})}{\langle \bar{U}(\text{Re}) \rangle} \right]_{\text{Re}} = \frac{C_1(\eta, \text{Re})_{\text{Re}}}{\xi} \quad V$$

$$\text{avec } C_1(\eta, \text{Re})_{\text{Re}} = -\frac{1}{2\eta} \int_0^\eta A_L(\eta, \text{Re})_{\text{Re}} \eta d\eta$$

Le modèle de liaison V a été testé avec succès dans toute la gamme de variation de nombre de Reynolds, le coefficient de corrélation étant voisin de 1 et l'ordonnée à l'origine étant nulle.

Les variations du coefficient $C_1 (\eta, Re)_{Re}$ en fonction de η sont représentées par les courbes de la *figure 5*. L'utilisation de ces courbes, associée à la relation IV permet de connaître le rapport de la vitesse radiale à la vitesse débitante en fonction de ξ et de Re pour chaque valeur de η_1 recherchée.

Remarque

Nous avons cherché à représenter le rapport de la vitesse radiale à la vitesse maximale longitudinale dans le même section et pour le même nombre de Reynolds. Deux modèles ont été testés :

$$a) \quad \log \frac{|\bar{V}(\eta, \xi, Re)|}{\bar{U}(0, \xi, Re)} = \alpha_1 (\eta, Re) \log \frac{Re_{max}}{Re} + \beta_1 (\eta, Re)$$

$$b) \quad \log \frac{|\bar{V}(\eta, \xi, Re)|}{\bar{U}(0, \xi, Re)} = \alpha_2 (\eta, Re) \frac{Re_{max}}{Re} + \beta_2 (\eta, Re)$$

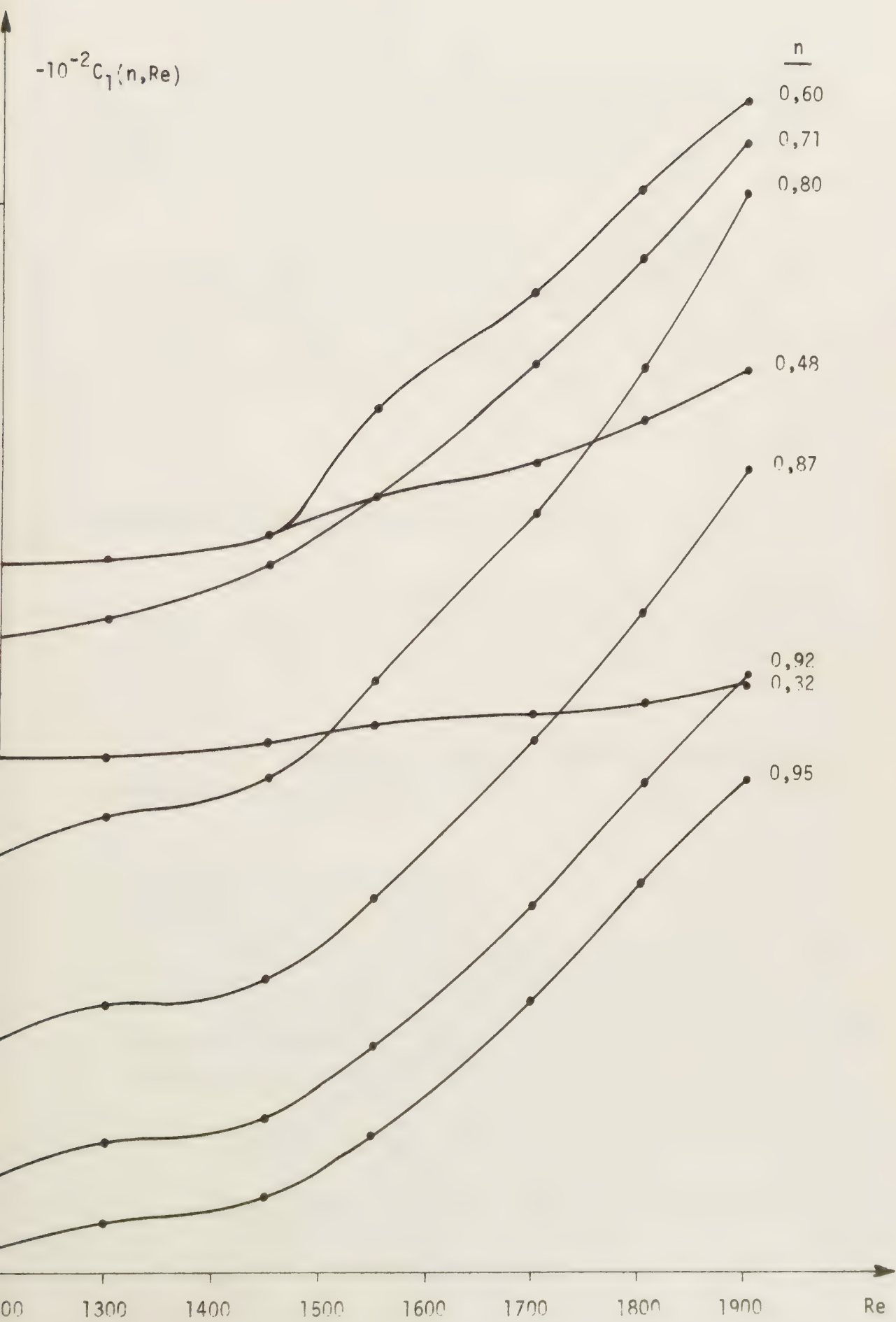
Il n'a pas été possible de choisir entre ces deux modèles, les coefficients de corrélation étant identiques (0,999 et 0,998) mais les coefficients α_1 et α_2 sont alors indépendants de η , ce qui peut se prouver mathématiquement.

Pratiquement, de telles lois étant difficilement utilisables, nous ne donnons pas suite à ce type de représentation.

Conclusion à l'étude du champ de vitesse moyenne

L'étude des corrélations liant $|\bar{V}| < \bar{U} >$ ou $|\bar{V}|/\bar{U}(0)$ montrent que des corrélations fortes existent avec les paramètres de l'écoulement η , ξ , Re . Mais pratiquement, nous n'avons pu trouver qu'une corrélation

FIG. 5



simple liant $|\bar{V}| / \langle \bar{U} \rangle$ à ξ , l'influence de η et de Re ne pouvant être mise en évidence qu'en utilisant les courbes que nous avons tracées, courbes de travail pour retrouver entièrement le champ de vitesse radiale moyenne.

La vitesse radiale est toujours un infiniment petit. La connaissance de $\bar{U}(\eta, \xi, Re)$ est fondamentale, puisqu'elle permet de calculer la vitesse radiale. Les lois empiriques que nous avons établies, les méthodes indiquées, méthodes plus mathématiques que physiques, fournissent un outil de travail précis.

III - ETUDE DES PARAMETRES LOCAUX DE L'ECOULEMENT

Le chapitre III a montré comment variaient les paramètres locaux de l'écoulement, la vitesse de frottement, le coefficient de frottement, le coefficient d'énergie cinétique moyen et le paramètre d'accélération.

Nous allons donner les lois empiriques existant entre ces coefficients et les paramètres ξ et Re .

III-1 - VITESSE DE FROTTEMENT U_p

Si, pour le nombre de Reynolds fixé (1450), les valeurs de $\log \frac{U_p(\xi)}{\langle \bar{U} \rangle}$ sont reportées en fonction de ξ , il apparaît que les points expérimentaux sont alignés et les techniques d'ajustement statistiques montrent qu'un modèle de la forme

$$\frac{U_p(\xi)}{\langle \bar{U} \rangle} = A_2(Re) \log \xi + B_2(Re) \quad \text{VI}$$

convient pour rendre compte de la liaison entre $U_p / \langle \bar{U} \rangle$ et ξ .

La figure 6 montre, à nombre de Reynolds fixé, l'évolution de $\left[\frac{U_p(\xi, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} \right] Re$ en fonction de ξ . Pour une même valeur de ξ , le rapport décroît lorsque le nombre de Reynolds augmente.

La figure 7 donne l'évolution des coefficients $A_2(Re)$ et $B_2(Re)$ en fonction de Re . $A_2(Re)$ passe par un minimum pour $Re = 1350$ et croît avec les nombres de Reynolds supérieurs à cette valeur. $B_2(Re)$ est décroissant avec le nombre de Reynolds.

Les approximations analytiques de ces deux courbes sont données par les relations suivantes :

$$A_2(Re) = 1,857 \cdot 10^{-8} Re^2 - 5,014 \cdot 10^{-5} Re + 1,567 \cdot 10^{-2} \quad VIIa$$

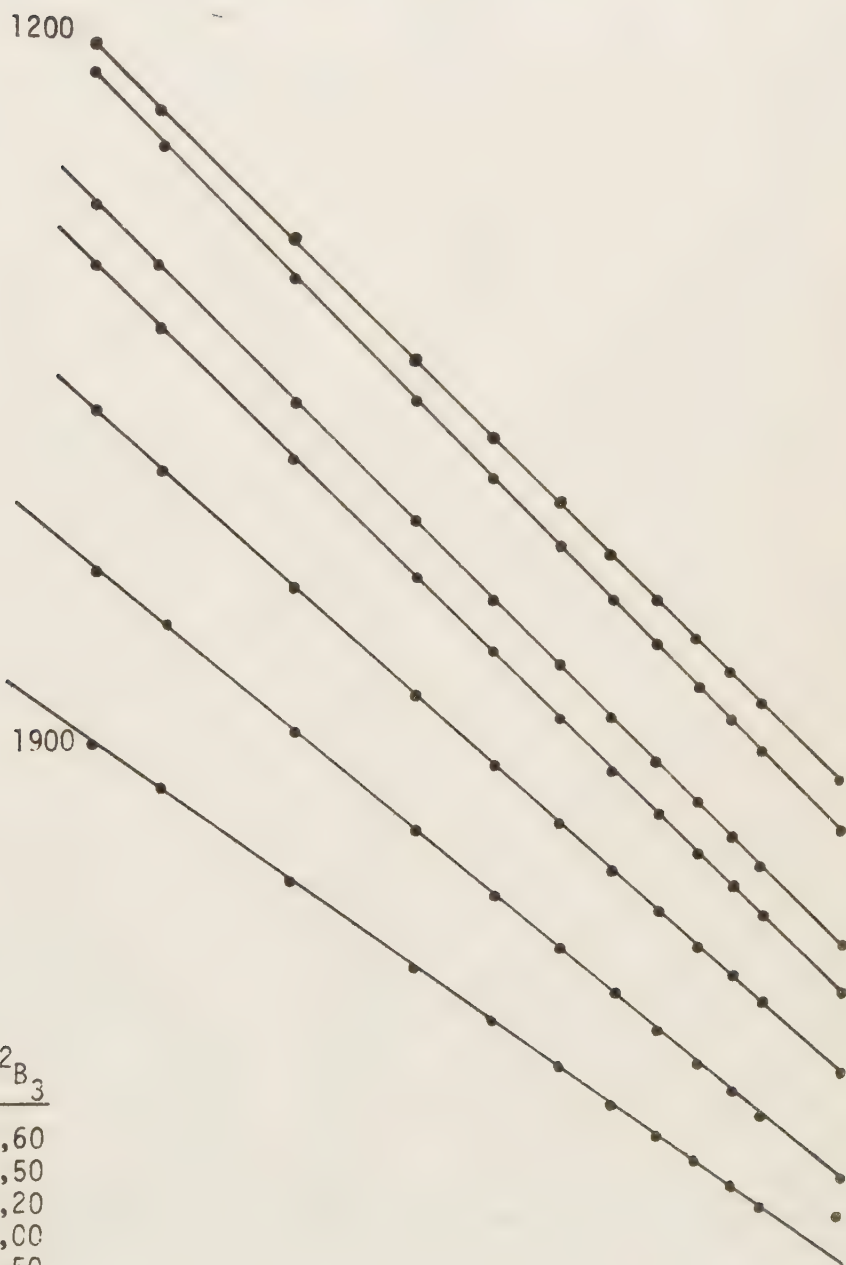
$$B_2(Re) = 4,71 \cdot 10^{-8} Re^2 + 11,46 \cdot 10^{-5} Re + 4,63 \cdot 10^{-2} \quad VIIb$$

relations qui permettent de déterminer A_2 et B_2 avec une bonne précision.

En conclusion, la connaissance de l'expression VI et des expressions VIIa et VIIb détermine en tout point de la paroi de la conduite et pour tout nombre de Reynolds la valeur du rapport $\frac{U_p}{\langle \bar{U} \rangle}$, dans la mesure où ξ et Re sont dans l'intervalle de variation qui a été étudié. Il est possible d'extrapoler pour des valeurs de ξ supérieures à ξ_{10} en particulier pour obtenir les valeurs ξ_ℓ , mais la borne supérieure de variation du nombre de Reynolds ne doit pas excéder 1900, car dans ce cas l'écoulement établi n'est plus un écoulement dont nous pouvons calculer théoriquement les valeurs de U_p .

FIG. 6

$10^2 u_p / \langle \bar{u} \rangle$



Re	$-10^2 A_3$	$10^2 B_3$
1200	1,78	11,60
1300	1,82	11,50
1450	1,80	11,20
1550	1,76	11,00
1700	1,63	10,50
1800	1,46	9,94
1900	1,26	9,29

2

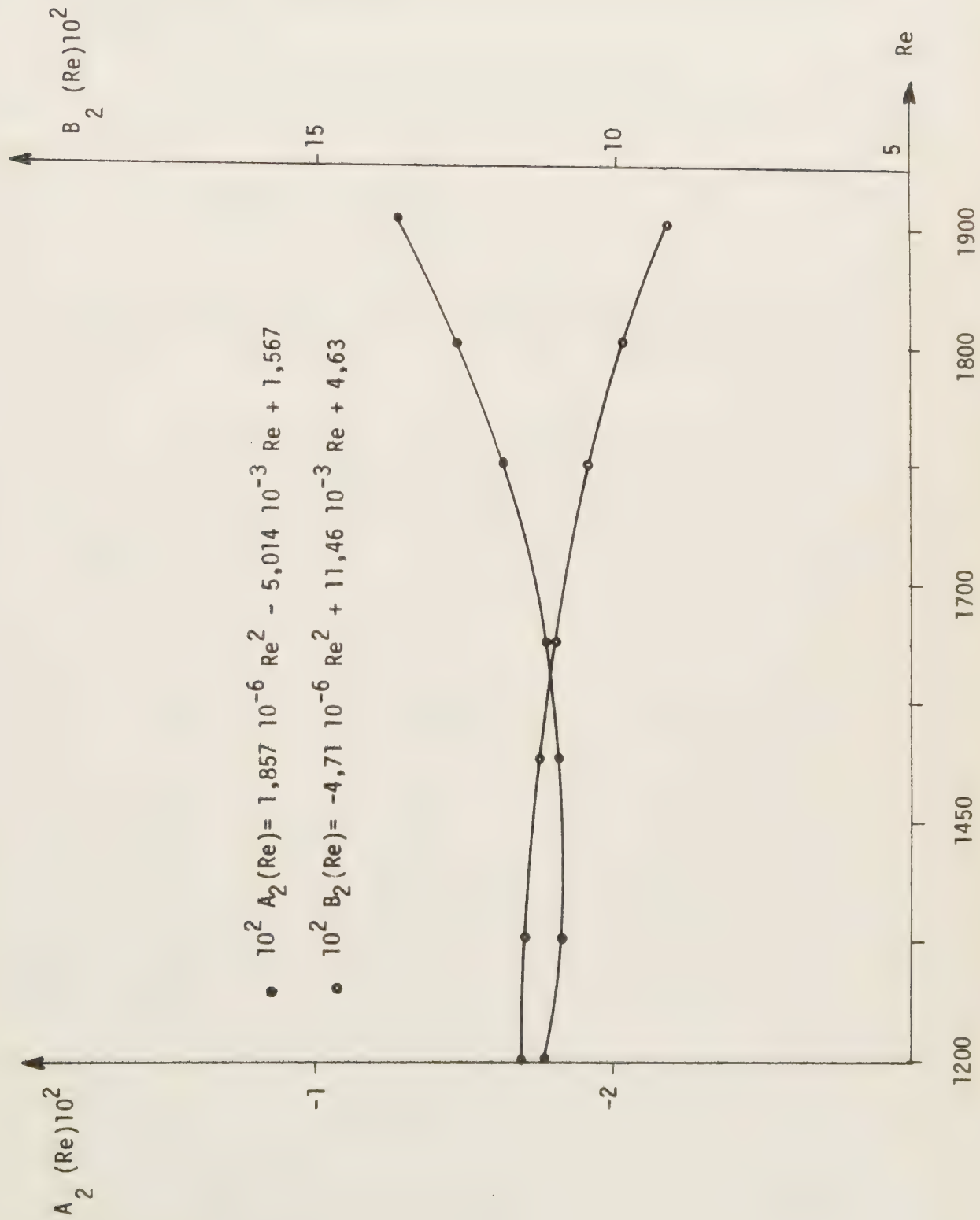
8

10

2

10^2

ϵ



III-2 - REPRESENTATION DE $U_p/\bar{U}(0,\xi)$ EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS MAXIMAL

Un modèle de la forme

$$\frac{U_p(\xi)}{\bar{U}(0,\xi)} = \frac{C_2(Re)}{D_2(Re)} \quad \text{VIII}$$

$Re_{\max}$

a été testé pour chaque valeur du nombre de Reynolds. Le coefficient de corrélation est voisin de 1 dans tous les cas.

Les variations de $\frac{U_p(\xi)}{\bar{U}(0,\xi)}$ représentées sur la figure 8, sont correctement représentées par la relation (VIII), les valeurs de C_2 et D_2 étant reportées dans le tableau 9.

Re	$10^{-2} C_2(Re)$	$D_2(Re)$
1200	8,509	1,265
1300	14,918	1,329
1450	25,120	1,385
1550	25,643	1,381
1700	25,093	1,370
1800	24,104	1,359
1900	23,890	1,354

TABLEAU 9

L'utilisation de la formule VIII permet de calculer U_p dans tout l'écoulement sous réserve de connaître la variation de $\bar{U}(0,\xi,Re)/\langle \bar{U}(Re) \rangle$

III-3 - VARIATIONS DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT C_f

Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe I-4 chapitre III, le coefficient de frottement C_f est égal à

$$C_f(\xi, Re) = \frac{2 U_p^2(\xi, Re)}{\bar{U}^2(0, \xi, Re)}$$

La relation empirique liant C_f aux paramètres ξ et Re est alors déduite de la relation VIII

$$C_f(\xi, Re) = \frac{2 C_2^2(Re)}{Re_{\max}^{2D_2(Re)}} \quad \text{IX}$$

ou sous une autre forme

$$C_f(\xi, Re) = \frac{2 [A_2(Re) \log \xi + B_2(Re)]^2}{[A_0(0, Re) \log \xi + B_0(0, Re)]^2} \times \bar{U}(Re)^2 \quad \text{X}$$

C_f n'étant pas une grandeur mesurée, mais une grandeur calculée, dans la mesure où les formules IX et X donnent des résultats identiques, le choix de la représentation ne dépend que de la nature du problème examiné.

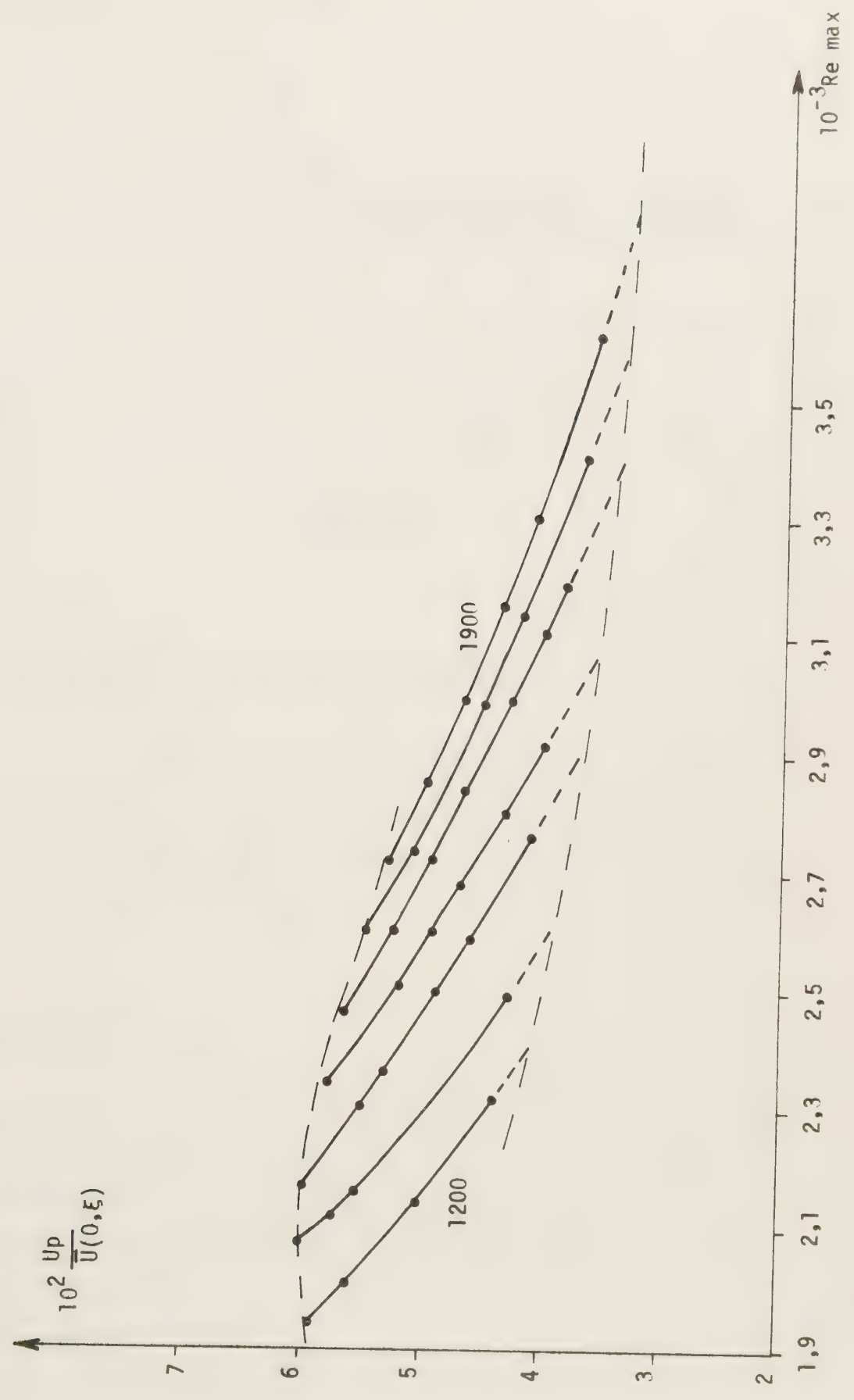
Lorsque ξ augmente ou, lorsque $Re_{\max}$ tend vers $2xRe$, les deux expressions tendent également vers la valeur limite du coefficient en régime laminaire.

III-4 - VARIATION DU COEFFICIENT D'ENERGIE CINETIQUE $\alpha_p(\xi, Re)$

En fixant le nombre de Reynolds, la loi empirique entre α_p et ξ est de la forme :

$$\alpha_p(\xi, Re)_{Re} = A_p(Re) \log \xi + B_p(Re) \quad \text{XII}$$

FIG. 8



En faisant varier le nombre de Reynolds, on observe des variations de A_p et B_p , représentées par le tableau 10.

Re	1200	1300	1450	1550	1700	1800	1900
A_p	0,338	0,340	0,360	0,365	0,375	0,410	0,425
B_p	1,174	1,125	1,06	1,005	0,965	0,87	0,775

TABLEAU 10

Variation de $A_p(Re)$, $B_p(Re)$ en fonction de Re

A_p augmente avec le nombre de Reynolds, ce qui montre que la tendance au retour inverse est d'autant plus marquée que le nombre de Reynolds est grand, mais B_p diminuant avec le nombre de Reynolds, les valeurs initiales de α_p décroissent avec le nombre de Reynolds.

III-5 - CONCLUSION

Ce chapitre fournit un certain nombre d'outils, d'origine statistique pour la plupart, qui permettent de prévoir le comportement des grandeurs moyennes au cours d'une réorganisation d'écoulement et plus particulièrement dans le cas du retour inverse. Tous les résultats obtenus sont rassemblés en annexe.

CONCLUSION

Un écoulement turbulent établi développé d'air en conduite débouche par l'intermédiaire d'un divergent, dans une conduite cylindrique rectiligne où le nombre de Reynolds de l'écoulement est un nombre de Reynolds de la plage des écoulements laminaires.

Nous avons étudié la réorganisation de cet écoulement, qui, dans ce cas expérimental, est une réorganisation vers un écoulement stable, dans lequel les forces visqueuses sont prépondérantes sur les forces d'inertie.

L'écoulement étant axisymétrique, le champ de vitesse, réduit aux composantes longitudinale et radiale moyennes dans le temps, a été déterminé et grâce aux techniques statistiques, nous sommes en mesure de le prédire entièrement en fonction des paramètres géométriques et du nombre de Reynolds, du moins dans la mesure où celui-ci reste dans la plage étudiée.

Une méthode numérique de représentation des profils de vitesses longitudinales moyennes dans le temps a été développée, les résultats obtenus permettant de calculer la vitesse radiale moyenne ainsi que les paramètres caractéristiques de l'écoulement.

L'étude théorique du facteur de forme, confirmée par les résultats expérimentaux, a montré que ce paramètre n'était pas adapté à l'étude des écoulements en réorganisation dans les conduites, du fait de sa faible sensibilité.

L'étude de la vitesse de frottement, ainsi que du coefficient de frottement, étude qui a conduit à l'élaboration de lois empiriques en permettant le calcul en fonction des paramètres utilisés, indique le comportement local de l'écoulement le long de la conduite et son écart par rapport à son état théorique final, défini par le nombre de Reynolds.

Le coefficient d'énergie cinétique s'est révélé le mieux adapté comme critère descriptif de l'écoulement. Son augmentation progressive vers l'aval de l'écoulement traduit bien la réorganisation du mouvement moyen dans le temps.

La composante longitudinale de la turbulence a été seule étudiée. Cette étude permet cependant de montrer que l'intensité de la turbulence décroît vers l'aval, ce qui prouve l'existence d'une réorganisation vers un écoulement stable à faible niveau de turbulence. Il est apparu que la décroissance de la turbulence n'est pas uniforme dans une section, la décroissance étant plus rapide au centre et au voisinage de la paroi que dans la zone intermédiaire. L'évolution de l'intensité de la turbulence le long de la conduite, à distance radiale constante, montre l'existence d'un minimum relatif suivi d'un maximum également relatif avant la décroissance finale. La localisation du minimum le long de la conduite, à nombre de Reynolds constant est fonction de la distance radiale. L'étude des spectres monodimensionnels d'énergie, réalisée au centre de la conduite, a montré que les spectres sont tous semblables entre eux et peuvent, par un choix bien adapté des grandeurs le caractérisant, être présentés par une formulation unique.

Nous n'avons proposé aucune explication sur le mécanisme de la réorganisation. L'étude devra donc être poursuivie par la mesure et l'étude des variations des autres composantes de la turbulence, ainsi que de leur corrélations. Nous pourrons alors définir si le

régime final obtenu, que nous savons être visqueux, est laminaire dans la mesure où les corrélations entre les fluctuations des composantes de la vitesse seront devenues négligeables ou nulles, donc au moment où les composantes du tenseur des efforts de Reynolds pourront être négligées dans le cadre de l'approximation de *PRANDLT*.

A partir de nos résultats, nous sommes en possession des moyens permettant le calcul de tous les paramètres physiques moyens dans le temps, ainsi que leur évolution. Ceci permet en particulier de répondre aux questions relatives au comportement des écoulements turbulents de conduites industrielles dans le cas de leur élargissement progressif jusqu'à ce que le nombre de Reynolds du nouvel écoulement appartienne à la plage des écoulements laminaires.

ANNEXE

RECAPITULATION DES CORRELATIONS DEFINIES DANS L'ETUDELOIS EMPIRIQUESI - VITESSE MOYENNE

a) Composante longitudinale : la corrélation lie le rapport

$\bar{U}(\eta_i, \xi, Re) / \langle \bar{U}(Re) \rangle$ à la distance réduite et au nombre de Reynolds par la relation

$$\frac{\bar{U}(\eta_i, \xi, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} = [a_0(\eta_i) + a_1(\eta_i)Re + a_2(\eta_i)Re^2] \log \xi + [b_0(\eta_i) + b_1(\eta_i)Re]$$

Les valeurs des $a_j(\eta_i)$ et $b_j(\eta_i)$ sont données dans le tableau 4, chapitre IV. Six valeurs des coefficients sont définies. Sachant en outre que $\bar{U}(1) = 0$ et que pour la valeur η_f définie par

$$\eta_f(Re) = 3,571 \cdot 10^{-8} Re^2 - 2,358 Re + 0,5318$$

$$\frac{\bar{U}(\eta_f, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} = 2(1 - \eta_f^2(Re))$$

Le profil des vitesses moyennes longitudinales est défini par huit points.

b) Composante radiale : Elle est toujours faible, négative et définie par

$$\frac{\bar{V}(\eta, \xi, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} = \frac{C_1(\eta, Re)}{\xi}$$

Les valeurs de C_1 pour chaque nombre de REYNOLDS étudié et pour chaque valeur de η_i étudiée, sont définies par les courbes de la figure 5, chapitre IV.

II - PARAMETRES LOCAUX

a) U_p , vitesse pariétale, calculée par $\frac{U_p}{\langle \bar{U} \rangle} = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \frac{1}{\langle \bar{U} \rangle}$ est liée au nombre de Reynolds et à la distance réduite ξ par :

$$1) \quad \frac{U_p(\xi, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle} = A_3(Re) \log \xi + B_3(Re)$$

avec

$$A_3(Re) = 1,857 \cdot 10^{-8} Re^2 - 5,014 \cdot 10^{-5} Re + 1,567 \cdot 10^{-2}$$

$$B_3(Re) = -4,71 \cdot 10^{-8} Re^2 + 11,46 \cdot 10^{-5} Re + 4,63 \cdot 10^{-2}$$

$$2) \quad \frac{U_p(\xi, Re)}{\bar{U}(0, \xi, Re)} = \frac{C_2(Re)}{Re_{\max} D_2(Re)}$$

$$\text{avec} \quad \frac{Re_{\max}}{Re} = \frac{\bar{U}(0, \xi, Re)}{\langle \bar{U}(Re) \rangle}$$

$C_2(Re)$, $D_2(Re)$ étant définis dans le tableau 9, chapitre IV.

b) C_f , coefficient de frottement, défini par

$$C_f(\xi, Re) = \frac{2U_p^2(Re)}{\bar{U}(0, \xi, Re)}$$

est représenté par la relation

$$C_f(\xi, Re) = \frac{2C^2(Re)}{Re_{\max} D_2(Re)}$$

III - PARAMETRE GLOBAL D'ENERGIE CINETIQUE α_p

α_p est relié au nombre de Reynolds et à la distance réduite par

$$\alpha_p (\xi, Re) = A_p (Re) \log \xi + B_p (Re)$$

$A_p (Re)$ et $B_p (Re)$ sont définis dans le tableau 10, chapitre IV.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

{1}	REYNOLDS O.	Phil. Trans. Roy. Soc. LONDRES vol 174	1883
{2}	BARNES et COKER	Proc. Roy. Soc. vol 74 LONDRES	1905
{3}	COKER et CLEMENT	Phil. Trans. Roy. Soc. LONDRES vol 201	1903
{4}	EKMAN W.	Ark f. Math. och. Fisik vol 6 n° 12	1911
{5}	COMOLET R.	Recherche sur la genese de la turbulence dans les conduites en charge. PST n° 246	1950
{6}	TOLLMIE W.	Über die Entstehung des Turbulenz 1. Mitteilung, Nachr. Ges. Wiss, Göttingen	1929
{7}	STUART J.T.	Hydrodynamic stability Apl. Mech. Revue 18 - 523-531	1965
{8}	GORTLER H VELTE W.	Recent Mathematical treatments of laminar flow and transition problem, T.P.F. Suppl. Vol 10	1965
{9}	MORKOVIN M.V.	Transition from laminar to tur- bulent shear flow. A review of some recent advances in its understanding. Trans. Am. Soc Mech. Engrs 80	1958
{10}	TANI I.	Review of some experimental results on boundary layer transition T.P.F. Suppl Vol 10	1967
{11}	EMMONS H.W.	The laminar-turbulent transition in boundary layer, Part I J. Aerospace Sci Vol 18	1951

T.P.F. : The Physics of Fluids

J.M.F. : Journal of Fluid Mechanics

- | | | | |
|------|-------------------------------------|--|------|
| {12} | PATEL V.C. HEAD M.R. | Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flows J.M.F. 1969 | |
| {13} | SIERGENKO A.A.
GRETISOV V.K. | Transition from turbulent into a laminar boundary layer
C.R. Acad. Sci URSS 11.11 | 1958 |
| {14} | STERNBERG J. | The transition from a turbulent to a laminar boundary layer
U.S. Army Bal. Res. Lab Rep. 909
Aberdeen | 1958 |
| {15} | SENOO Y. | The boundary layer on the end wall of a turbine nozzle cascade A.S.M.E Paper A 172 | 1957 |
| {16} | LAUNDER B.E. | Laminarization of the turbulent boundary layer by acceleration
M.I.T.
Gaz turbine Rep. 77 | 1964 |
| {17} | MORETTI P.M.
KAYS W.M. | Heat Transfert through an incompressible turbulent boundary layer with varying free-stream velocity and varying surface temperature. Rep. n° PG 1 Stanford | 1964 |
| {18} | SCHRAUB F.A. | Dissertation in progress, department of mechanical engineering Stanford
(non publié, cité par MORETTI et KAYS) | |
| {19} | JONES W.P.
LAUNDER BE. | The prediction of laminarization with a two-equations model of turbulence.
I. Heat and Mass Transfert. Février | 1972 |
| {20} | PATANKAR S.V.
SPALDING P.B. | Heat and Mass Transfert in boundary layers Morgan - Grampian Press London | 1967 |
| {21} | BLACKWELDER R.F.
KOVASNAY L.S.G. | Large scale notion of a turbulent boundary layer during relaminarisation.
J.F.M. Vol 53 part 1 61-83 | 1972 |
| {22} | PATEL V.C.
HEAD M.R. | Reversion of turbulent to laminar flow.
J.F.M. Vol 34 part 2 | 1968 |
| {23} | TOWNSEND A.A. | Local Isotropy in the turbulent wake of a cylinder. Australian J. Sci. Res. Serie A Vol 1 n° 2 JUIN | 1948 |

- | | | | |
|------|--|---|------|
| {24} | PATEL V.C. | Calibration of a Preston Tube and limitations on its use in pressure gradient.
J.F.M. Vol 23 part 1 | 1965 |
| {25} | PANNEL W.T.
ECKART E.R.G.
SPARROW E.M. | Laminarization of turbulent pipe flow blow by fluid injection
J.M.F. Vol 52 part 3 | 1972 |
| {26} | SILBUKIN M. | Transition from turbulent to laminar pipe flow T.P.F. Vol 5 n° 3 | 1962 |
| {27} | LAUFER J. | Decay of a non isotropic turbulent field. <i>Miszellaneen der Angewandten Mechanik, Göttingen</i> | 1962 |
| {28} | COANTIC M. | Contribution à l'étude théorique et expérimentale de l'écoulement dans un tube circulaire.
Thèse 3° cycle Marseille | 1959 |
| {29} | KRAMERS H. | Physica 12-61 | 1946 |
| {30} | VAN DER HEGGE ZIJNEN | Applied Sci. Res. 6 A 129 | 1956 |
| {31} | GOSSE J. | Etude de la convection par les fils aux faibles nombres de Reynolds
PST n° 322 | 1956 |
| {32} | COMTE-BELLOT G. | Les anémomètres à fil chaud et la mesure des fluctuations de vitesse et de température. <i>Jablonna 2-12 (X)</i> | 1961 |
| {33} | ALMQUIST H. LEGATH | L'anémomètre à fil chaud et les basses vitesses. <i>DISA Information n°2</i> | 1965 |
| {34} | LEFORT M. | Contribution à l'étude de l'anémométrie à fil chaud utilisée aux basses vitesses.
Symposium on flow PITTSBURG | 1971 |
| {35} | BARRATAUD J.C. | Contribution à l'étude de la convection thermique en écoulement pulsé.
Thèse 3° Cycle NANCY | 1967 |
| {36} | PIERCY N.A.V.
RICHARDSON E.G.
WINNY H.F. | On the convection of heat from a wire moving through air close to a cooling surface.
Proc. Phy. Soc 69 B Pages 731-742 | 1956 |

- | | | | |
|-------|------------------------------|---|------|
| {37 } | RODET E. | Etude de l'écoulement d'un fluide dans un tunnel prismatique de section trapézoïdale.
Thèse Grenoble PST n° 369 | 1958 |
| {38 } | RICHARDSON E.G. | The correction of hot-wire in a boundary layer for proximity to the solid boundary
J. Aero. Sci 23 Pages 970-971 | 1956 |
| {39 } | WILLS J.A.B. | The correction of hot-wire reading for proximity to a solid boundary.
J.F.M. vol 12 part 3 pages 388-396 | 1962 |
| {40 } | COLLIS D.C.
WILLIAMS M.J. | Two dimensional correction from heated wires at low Reynolds numbers.
J.F.M. Vol 6 page 357 | 1959 |
| {41 } | SCHLICHTING H. | Boundary layer theory
Mac Graw Hill | 1968 |
| {42 } | HINZE J.O. | Colloque international de mécanique de la turbulence C.N.R.S. Marseille | 1961 |
| {43 } | LEGRAS J. | Précis d'analyse numérique.DUNOD | 1963 |
| {44 } | FOX L.
MAYERS D.F. | Computing methods for Scientist and engineers.
Oxford Clarendon Press | 1968 |
| {45 } | OKWUOBI P.A.C.
AZAD R.S. | Turbulence in a conical diffuser with fully developed flow at entry
J.M.F. vol 57 part 3 | 1973 |
| {46 } | FRENKIEL T.N. | NACA TN 1436 | 1958 |
-

NOM DE L'ETUDIANT : LEFORT Marc

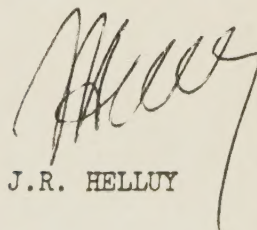
NATURE DE LA THESE : DOCTORAT ES SCIENCES APPLIQUEES

VU, APPROUVE

& PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 8.11.73

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I



J.R. HELLUY

